NFTER BAND

JUNI 1953

HEFT 6

Eine Methode zur Beobachtung und Messung von Wasserströmungen mit Tellur.

Von Franz Xaver Wortmann, Stuttgart.

Mit 14 Textabbildungen.

(Eingegangen am 9. Januar 1953.)

Is wird eine optische Methode zur Beobachtung Messung von Wasserströmungen beschrieben, die nüber dem Bekannten den Vorteil hat, daß der gang zur Kennzeichnung gewünschter Volumeniente zeitlich viel genauer als bisher zu steuern ist. urch ergibt sich die Möglichkeit, Bewegungsvorge auch in ihrem Geschwindigkeitsverlauf messend verfolgen. Die übliche Forderung einer geringen kwirkung des Meßvorganges auf die Strömung ist zu erfüllen. Zwei Anwendungsbeispiele werden hrieben.

1. Beobachtungsprinzip.

in Abb. 1 ist ein Tellurdraht D senkrecht zur id W in eine Wasserströmung hineingestellt. Ein trischer Impuls von wenigen Millisekunden (ms) er hat die Umgebung des Drahtes "gefärbt". Se Farbwolke schwimmt in der Strömung mit und t etwas später die Verteilung der Geschwindigkeit s des Drahtes. Man erhält das gesamte Geschwinkeitsprofil Te unmittelbar als Linienzug. In Abb. 1 in Wandnähe noch einige früher ausgestoßene urwolken zu erkennen. Die oben am Draht sicht-Längenmarke erzeugt als Strömungshindernis eine chlaufdelle".

Bei diesem Vorgang wird das Wasser als Elektrolyt, Tellurdraht als Kathode und irgendeine Metallne im Wasser als Anode benutzt. Beim Stromhgang gehen von der Telluroberfläche Ionen in Flüssigkeit und werden durch sekundäre Reaken in elementares Tellur umgewandelt, das dann oidal in der Flüssigkeit schwimmt (Hydrosol). Sinkgeschwindigkeit dieser Wolke kann leicht 1 mm/s gehalten werden. Ihre Diffusionsgeschwinkeit wurde <10⁻³ mm/s abgeschätzt.

2. Einzelheiten der Tellurausbreitung.

Der Ausstoß der Te-Ionen und ihre Umwandlung olloidales Tellur stellt eine Überlagerung verschieer physikalisch-chemischer Vorgänge dar. Über chemische Seite dieser Vorgänge, die bisher offenallein untersucht wurde, seien einige Bemerkungen ausgeschickt.

An der Tellurkathode finden nach MÜLLER [1] die ktionen

A.
$$2 \text{ Te} + 2 \ominus \rightarrow 2 \text{ Te}'$$

 $2 \text{ Te}' \rightarrow \text{ Te} + \text{ Te}''$
B. $\text{Te} + 2 \ominus \rightarrow \text{ Te}''$

t. Dabei sollen etwa 75% auf die Reaktion A und auf B entfallen. Die zweiwertigen Ionen können legenwart von Sauerstoff auch noch in die kolloidale müberführt werden:

C.
$$2 \text{ Te''} + O_2 \rightarrow 2 \text{ Te} + O''$$
.

Die bei Stromdurchgang zu beobachtende Zunahme der Stromstärke wird auf die Bildung von Tellurwasserstoff zurückgeführt, der als Säure die Leitfähigkeit vergrößert.

Die kolloidalen Te-Teilchen, die eine kontrastreiche schwarze Wolke bilden, sind negativ geladen und wandern im elektrischen Feld mit gleicher Rich-

tung und annähernd gleicher Geschwindigkeit wie die Ionen (Elektrophorese).

Die eigenen Untersuchungen beschränken sich darauf, das optisch beobachtbare Ergebnis des Tellurausstoßes, die Tellurwolke zu messen und ihre Abhängigkeit von den (in erster Linie) bestimmenden Größen (elektrische Feldstärke E; Leitfähigkeit z, Ladung Q) in ruhendem Wasser mit empirisch gewonnenen Daten zu beschreiben. Mit Rücksicht auf die Anwendungen wurde der Tellurausstoß lediglich für das kreiszylindrische Feld in der Umgebung eines Te-Drahtes untersucht.

Bei mikroskopischer Beobachtung der Umgebung des Tellurdrahtes in Abb. 1 kann man den Tellurausstoß messend verfolgen. Dies Verfahren ist aber unbequem und aus ver-D Te-

Abb. 1. Aufnahme eines Grenzschichtprofils durch eine Tellurwolke. D= Tellurdraht; W= Wand; Te= Tellurwolke. Abstand der Längenmarke von der Wand:

schiedenen Gründen ungenau. Man kann es umgehen, indem man die Tellurausbreitung unter Ausschaltung konvektiver Störungen in einer dünnen Wasserschicht bei kleinen Feldstärken zeitlich und räumlich stark auseinanderzieht.

Abb. 2 zeigt in der Draufsicht eine so hergestellte Tellurwolke (Wolkendurchmesser 10 mm; Ausstoßzeit 100 sec). Die 0,8 mm dicke Wasserschicht war durch zwei Plexiglasplatten und die kreisförmige Eisenanode begrenzt. Im Falle der Abb. 1 war die Feldstärke mit 5·10⁵ V/m umetwa zwei Zehnerpotenzen höher als in Abb. 2. Da sich der Charakter der elektrolytischen Leitung erst bei Feldstärken von der Größenordnung 10⁷ V/m ändert, so waren für Abb. 1 und 2 gleiche Ausbreitungsgesetze zu vermuten. Mikrophotographische Kontrollaufnahmen bestätigten im Rahmen der Meßgenauigkeit von etwa ±10% des

Wolkenvolumens die Übertragbarkeit der Messungen auf höhere Feldstärken. Die im folgenden mitgeteilten Werte sind darum mit der bequemen Anordnung der Abb. 2 gemessen worden.

Will man ein bestimmtes Wolkenvolumen V er-

zeugen

$$V = \pi (r_1^2 - r_0^2)$$
 [mm²]

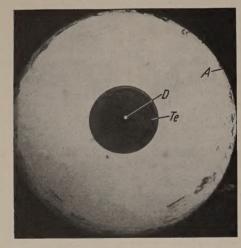


Abb. 2. Draufsicht einer Tellurwolke in einer flachen Wasserschicht. $D=\mathrm{Tellurdraht}; \quad Te=\mathrm{Tellurwolke}; \quad A=\mathrm{Eisenanode}.$

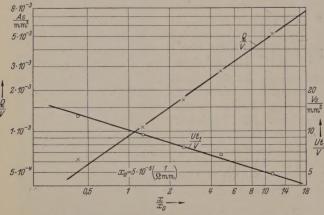


Abb. 3. Ausbreitungsdaten für die Tellurwolke in Abhängigkeit von der Leitfähigkeit des Wassers. Elektrodenform wie in Abb. 2.

 $(r_0 = \text{Drahtradius}; r_1 = \text{Wolkenradius})$, so wird eine Ladungsmenge

$$Q = I t_1 \quad \left[\frac{\mathrm{Asec}}{\mathrm{mm}} \right]$$

 $(I={\rm Stromstärke}\,;\,t_1={\rm Ausstoßzeit})$ benötigt, die von der Leitfähigkeit \varkappa des Elektrolyten abhängt. Die Auftragung der Meßwerte für die Ladungsdichte Q/V der Tellurwolke (Q und V sind auf die Längeneinheit bezogen) über der dimensionslosen Leitfähigkeit \varkappa/\varkappa_0 zeigt Abb. 3. (Dabei ist $\varkappa_0=5\cdot 10^{-5}~[\Omega{\rm mm}]^{-1}$ eine Leitfähigkeit, die etwa gewöhnlichem Leitungswasser entspricht). Die Abhängigkeit der Ladungsdichte kann man im benutzten Leitfähigkeitsbereich mit folgender empirischen Formel beschreiben:

$$\frac{Q}{V} = \alpha \left(\frac{\varkappa}{\varkappa_0}\right)^{0.72} \qquad \alpha = 9.4 \cdot 10^{-4} \left[\frac{\text{Asec}}{\text{mm}^3}\right]. \quad (1)$$

Zum Ausstoß der Ladungsmenge Q gehört ein bestimmter Spannungsstoß Ut_1 . Da

$$Q = I t_1 = i F t_1 = \varkappa E F t_1$$

 $(i=I/F; F={
m Stromfläche}$ je Längeneinhei $E={
m Feldstärke})$ ist, so wird

$$\frac{E t_1}{V} = \frac{\alpha}{2 \pi r \varkappa_0} \left(\frac{\varkappa}{\varkappa_0}\right)^{-0.28}.$$

Der Zusammenhang der Spannung U mit der Felstärke E auf dem Radius r ist bei zwei koaxialen Zlindern mit den Radien r_0 und r_2 durch

$$E = \frac{U}{r} \cdot \frac{1}{\ln \frac{r_2}{r_0}}$$

gegeben, so daß

$$\frac{U t_1}{V} = \frac{\alpha \ln \frac{r_2}{r_0}}{2 \pi \varkappa_0} \left(\frac{x}{\varkappa_0}\right)^{-0.28} \quad \begin{bmatrix} \text{V}_{\text{sec}} \\ \text{mm}^2 \end{bmatrix}$$

folgt. Im Falle der Abb. 2 ist $\ln \frac{r_2}{r_0} = 3.5$. Mit diese Wert wird

$$\frac{U t_1}{V} = 10.5 \left(\frac{\varkappa}{\varkappa_0}\right)^{-0.28}$$
.

Diese Beziehung ist in Abb. 3 ebenfalls eingetrag und liegt mit guter Näherung auf den gemessen Werten von Ut_1/v . Damit sind alle elektrischen Größ wie Strom, Spannung, Zeit und Leitfähigkeit sowo für die Wolkenerzeugung als auch für die Auslegung er Stromquellen und Schaltgeräte bekannt.

Da bei der praktischen Anwendung die Elektrode form zweier koaxialer Zylinder wohl kaum brauchb ist, so seien noch die Feldstärken für die Umgebu eines dünnen Zylinders mit dem Radius r_0 angegebe der sich im parallelen Abstand a entweder vor eine benen Wand oder zu einem zweiten dünnen Zylind befindet.

Für den ersten Fall wird:

$$Epproxrac{U}{r}rac{1}{\lnrac{2a}{r_0}} \ Epproxrac{U}{2r}rac{1}{\lnrac{a}{r_0}} \
ight\} \quad r_0\ll a; \; rpprox r_0$$

In (2) ist dann $\ln \frac{r_2}{r_0}$ durch $\ln \frac{2a}{r_0}$ bzw. $2 \ln \frac{a}{r_0}$ ersetzen.

Für Leitungswasser sind die hier angegebenen Zalenwerte, die in einer KCl-Lösung gemessen wurde brauchbare Näherungswerte, vor allem dann, we man zur Erhöhung der vorhandenen Leitfähigk noch KCl zugibt (vgl. 3c). Es empfiehlt sich, de Wasser noch KOH bis zu einem p_H-Wert von 9 bis zuzugeben. Den p_H-Wert kontrolliert man leicht in Indikatorpapier (z. B. von der Fa. Merck, Dar stadt, die auch Tellur liefert).

Den Wolkenkontrast kann man durch Zugabe v $10-40~\rm{cm^3/m^3}~H_2O_2$ -Lösung (30%) steigern. (V hierzu die Reaktion C).

3. Grenzen und Fehler der Methode.

a) Bei der photographischen Fixierung eines Gschwindigkeitsprofils wird die Geschwindigkeitsm sung auf eine Längenmessung zurückgeführt. I dabei mögliche Genauigkeit hängt von der Unschädes Wolkenrandes ab. Man kann sie nach Abb. 1 etwa $50 \,\mu$ abschätzen, so daß man bei einem zulässig Fehler von $1 \,\%$ wenigstens 5 mm Nachlauflänge f

lern muß. Die etwa 10fach bessere Randschärfe der le-Wolke in Mikroaufnahmen deutet an, daß hier och eine erhebliche Genauigkeitssteigerung möglich st. Dazu ist vor allem eine gleichmäßige Kathodenberfläche und eine entsprechende photographische Verarbeitung notwendig. Das "Korn" der Te-Wolke ann man durch einen p_H-Wert > 7 verringern, der en kolloidalen Zustand stabilisiert.

b) Die photographischen Bewegungsunschärfen ind allein durch den Abbildungsmaßstab und die Belichtungszeit festgegelegt und können immer genürend klein gehalten werden.

e) Die Ausstoßzeit der Tellurwolke kann man nicht eliebig verkürzen. Da die Leitfähigkeit der Flüssigeit endlich ist, so wird jedem Volumenelement dVn der Sekunde die Stromwärme dW

$$\frac{1}{t}\frac{dW}{dV} = \frac{i^2}{\varkappa} \quad \left[\frac{\text{Watt}}{\text{mm}^3}\right] \tag{3}$$

ugeführt, die konvektive Störgeschwindigkeiten zur Tolge hat. Eine mikroskopische Augenbeobachtung rgibt, daß man für Störgeschwindigkeiten < 1 mm/sec

$$\frac{dW}{dV} = c_1 \approx 0.1 \quad \left[\frac{\mathrm{Wsec}}{\mathrm{mm}^3} \right]$$

ulassen darf. Andererseits wird für einen photoraphisch genügenden Kontrast eine bestimmte Laungsmenge benötigt, da die absorbierende Teilchenahl der Ladungsmenge proportional ist. Bei dünnen ellurdrähten $(r_0 \approx 5 \cdot 10^{-2} \text{ mm})$ kommt man erahrungsgemäß mit einer Ladung

$$Q_{min} = c_{2} pprox 8 \cdot 10^{-5} \quad \left[rac{ ext{Asec}}{ ext{mm}}
ight]$$

us. Da die zulässige Stromdichte

$$i = \frac{c_2}{2 \,\pi \, r_0 t}$$

t, so wird mit (3)

$$t_{min} = \frac{c_2^2}{(2 \pi r_0)^2 c_1} \cdot \frac{1}{\varkappa} \approx 1.6 \cdot 10^{-9} \cdot \frac{1}{r_0^2 \varkappa}.$$

Sei einer Leitfähigkeit von $5 \cdot 10^{-4}$ [Ω mm]⁻¹ sind Iso etwa $6.5 \cdot 10^{-4}$ sec, eine Spannung von 330 Volt wenn man $\ln \frac{2a}{r_0} / \ln \frac{r_2}{r_0} \approx 2.5$ setzt, d.h. $a \approx 15$ cm) nd ein Strom von 125 mA je mm Drahtlänge erorderlich.

d) Die Nachlauffehler der Tellurwolke. Der Wierstand des querangeströmten Tellurdrahtes prägt ch stromab in einem gestörten Geschwindigkeitsfeld us. Die Te-Wolke schwimmt in dieser "Nachlaufelle" und zeigt durch ihre Nachlauflänge nicht die ngestörte Anströmgeschwindigkeit u_0 , sondern eine urchschnittliche Geschwindigkeit ū an. Der Zuimmenhang dieser Geschwindigkeiten wurde einach dadurch gemessen, daß mehrere Tellurwolken eriodisch ausgestoßen wurden. Die Nachlauflänge eder Wolke ist dann ein Maß für u. Die ungestörte nströmgeschwindigkeit u_0 konnte durch eine Wolenreihe gemessen werden, die mit gleicher Impulsequenz weit oberhalb der Meßstelle mit einem zweien Tellurdraht in die Strömung gesetzt wurde. Da ie Strömung auf dem Weg zur Meßstelle stationär nd hinreichend störungsfrei war und im Bereich der anzen Meßstelle konstant blieb, so gab der Wolkenostand bei Annäherung an den Meßdraht ein Maß für . Die Abb. 4 zeigt die so gemessenen Werte \bar{u}/u_0 als Funktion der Nachlauflänge x/d $(d=2\,r_0)$ für verschiedenes $Re=u_0\,d/\nu$. Das Radienverhältnis der Te-Wolke war in allen Fällen $r_1/r_0=1,7$ $(r_0=7\times 10^{-2}\ \mathrm{mm})$ und die Ausstoßzeit $t_1=8$ msec. Diese Kurven sind Mittelwerte einer größeren Meßreihe. Dabei war der Verlauf jeder einzelnen Nachlaufkurve \bar{u} mit einer Streuung $\pm 0,5\%$ von u_0 behaftet. Die Bestimmung von u_0 streute aber wesentlich stärker, so daß dies auch für die absolute Höhe der Kurven gilt. Der Mittelwert dieser Streuung ist als $\frac{|\sigma|}{u_0} \leq \pm 3\%$ in Abb. 4 unten eingetragen.

Es liegt nahe, diese Ergebnisse für kleine Re-Zahlen mit der theoretischen Lösung des Geschwindigkeitsfeldes für Kreiszylinder von Lamb [2] zu vergleichen. Bewegt sich ein Volumenelement der Strö-

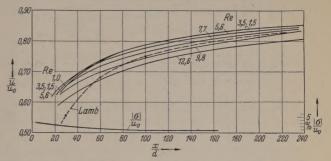


Abb. 4. Durchschnittliche Geschwindigkeit der Tellurwolke im Drahtnachlauf in Abhängigkeit von der Nachlauflänge und der Re-Zahl. Gestrichelt: Theoretische Nachlaufwerte nach LAMB. $|\sigma|/u_0 = \text{mittleres}$ Streuungsmaß für die Höhenlage der Nachlaufkurven.

mung von der Zylinderoberfläche ausgehend auf der x-Achse stromab, so ist seine durchschnittliche Bahngeschwindigkeit

$$\bar{u} = \frac{1}{x_0} \int\limits_0^{x_0} u \, dx .$$

Die Geschwindigkeit \bar{u} entspricht näherungsweise der mittleren Geschwindigkeit, die von der Tellurwolke angezeigt wird. Die graphische Auswertung dieses Integrals in dimensionsloser Form für Re=1 ist in Abb. 4 gestrichelt eingezeichnet. Man erkennt den Vorsprung, den die Tellurwolke gegenüber dem theoretischen Wert besonders für kleine x/d dadurch hat, daß sie nicht unmittelbar an der Drahtoberfläche, sondern in weniger abgebremsten Schichten startet.

Die Nachlaufwerte der Abb. 4 sind bei gleichen Re-Zahlen und Radienverhältnissen auch auf andere Drahtstärken übertragbar. Allerdings muß man dann die Ausstoßzeit t_1 ändern. Macht man diese Zeit mit einer willkürlich aus u_0 und dem halben Drahtumfang π r_0 gebildeten Umströmungszeit dimensionslos, so ist für die ganze Abb. 4

$$t_1 \cdot \frac{u_0}{\pi \, r_0} pprox rac{Re}{4} \, .$$

Mit der Bezeichnung r_{01} für den Ausgangsradius $(r_{01}=7\cdot 10^{-2}~{\rm mm})$ und r_{02} für den neuen Drahtradius wird die neue Ausstoßzeit

$$t_1 = 8 \cdot 10^{-3} \left(\frac{r_{02}}{r_{01}}\right)^2 \quad \text{sec} .$$

Bei der photographischen Aufnahme eines Grenzschichtprofiles (Abb. 1) gilt für das ganze Bild eine Nachlaufzeit t_2 . Dadurch ist die Nachlauflänge bereits ein Maß für die örtliche Anströmgeschwindigkeit bzw. Re-Zahl. Durch diese Kopplung lassen sich mit

Hilfe der Abb. 4 Nachlaufkurven für konstante t_2 zeichnen, deren reziproker Wert den eigentlichen Korrekturfaktor K darstellt (Abb. 5), mit dem sich aus jeder Nachlauflänge die zugehörige ungestörte Geschwindigkeit u_0 ergibt:

$$u_0 = K \ \overline{u} = K rac{x}{t_2}$$
.

Bei einem Grenzschichtprofil legt man zumeist nur Wert auf die Form des Profils, so daß man den (niedrigsten) Korrekturwert für die Geschwindigkeit am

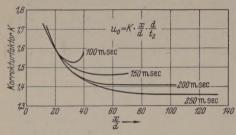


Abb. 5. Korrekturfaktor zur Ermittlung der ungestörten Geschwindigkeit in Abhängigkeit von der Nachlauflänge bei einer Aufnahme, die 100 bis 250 msec nach dem Ausstoß der Tellurwolke belichtet wird.

Rande der Grenzschicht willkürlich gleich eins setzen kann. Bei dieser Normierung wird das Geschwindigkeitsprofil, wie Abb. 6 an einem Beispiel zeigt, in seinem oberen Teil durch die photographische Aufnahme direkt wiedergegeben. Die im unteren Teil verbleibende relative Korrektur ist nur noch gering.

(BLASIUSprofil;

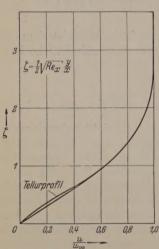


Abb. 6. Grenzschichtprofil für die ebene Platte und zum Vergleich das von der Tellurwolke gezeichnete Geschwindigkeitsprofil.

 $u_0 = 9 \text{ cm/sec};$ $t_2 = 200 \text{ msec};$

$$r_0 = 7 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$$
).

e) Eine obere Grenze für das Verfahren ist noch dadurch gegeben, daß der laminare Nachlauf bei etwa Re=40 anfängt instationär zu werden. Geht man z. B. von $r_{01}=7\cdot 10^{-2}$ auf $r_{02}=r_{01}/2$ über, so wäre für Re=38 noch

$$u_0 = 54 \text{ cm/sec}$$

zulässig.

Die zugehörige Ausstoßzeit beträgt, wenn man

das Zeitverhältnis für diese Re-Zahl willkürlich

$$t_1 \cdot \frac{u_0}{\pi_0 \, r_{02}} \approx 3$$

setzt, etwa $6.5 \cdot 10^{-4}$ sec.

4. Versuchstechnik.

a) Herstellung von Tellurdrähten.

Reine Te-Drähte lassen sich nach dem Wollastonprinzip herstellen. Das Tellur wird in Glasröhrchen erhitzt. Bei Rotglut wird das Glas auseinandergezogen und nach dem Abkühlen mit Flußsäure abgeätzt. Solche Drähte (Durchmesser 0,1 bis 1 mm) sind sehr leicht zerbrechlich. Dafür haben sie aber eine Gebrauchsdauer von vielen Stunden. Die Montierung kann z. B. mit einem dünnen Nickeldraht, der mittels Stromwärme eingeschmolzen wird, erfolger Als längsangeströmte Zylinder eignen sich diese Tel lurdrähte vorzüglich zur Herstellung sehr feiner un sehr kontrastreicher Stromfäden. Will man sehr viel Stromfäden gleichzeitig erzeugen, so ist mit einer Te Perlenreihe, die auf einen Haltedraht aufgeschmolze wird, leichter umzugehen. Als Dauerspannung ge nügt in beiden Fällen je nach der Strömungsgeschwin digkeit 1 bis 10 Volt. Bleibt man unter 1,45 Volt, skann man sich jede Isolation der Haltedrähte er sparen. Als Anoden wurden dünne Eisen- oder Silber bleche verwendet.

Für die Messung von Geschwindigkeitsprofile eignen sich besser dünne Stahldrähte. Sie werde unter Stromwärme durch Recken gerichtet und dan mit einer relativ dicken (etwa $20\,\mu$) und auch empfindlichen Te-Schicht im Vakuum bedampft. Mi einem solchen Draht kann man etwa 150 Te-Wolke herstellen. Nach längerer Lagerung zeigen dies Schichten den Effekt, daß die Ausbildung der Te Wolke erst nach dem Ausstoß von 2 bis 3 Wolken volständig und konstant wird.

b) Photographische Aufnahme.

Kamera: Bei den eigenen Versuchen benutzte ic eine einäugige Spiegelreflexkamera mit verschiedene Abbildungsmaßstäben (Ihagee-Exakta, 24×36 mm) Für Verschlußzeiten > 2 msec wurde ein Zentral verschluß aufgesetzt.

Beleuchtung: Zur Hellfeldbeleuchtung wurde handelsübliche Projektionslampen und Gasentladungs lampen ("Elektronenblitz") verwendet. Filter erüt rigen sich, da der schwarze Te-Schleier im Sichtbare keine ausgeprägten Absorptionsmaxima hat.

Film und Entwickler: Als Filme wurden niedri empfindliche Reproduktionsfilme gebraucht. Zur En höhung des Kontrastes wird man bei gleichzeitige Einengung des Belichtungsspielraumes die Grada tionssteilheit so weit wie möglich steigern. Hart an beitende Filme und Entwickler [3] und die Aus nutzung des Calliereffektes sind dabei die wesentlich sten Hilfsmittel. Will man eine Auswertung mit einer der handelsüblichen Filmlesegeräte vornehmen, swird man die ganze Kontraststeigerung in den Negativprozeß legen. Nimmt man den Positivprozeß hinzt so kann man die Negativentwicklung feinkörnige halten.

c) Zeitliche Steuerung.

Um aus der photographischen Wegmessung ein Geschwindigkeitsmessung zu machen, muß die zur Wolkenausstoß benötigte Zeit t_1 und die Zeit bis zu Filmbelichtung t_2 bekannt und reproduzierbar sein Dabei sollen t_1 und t_2 voneinander unabhängig variabe und $t_2/t_1>10$ sein. Man kann dieser Forderung durc einen Impulsgenerator nachkommen, der aus einer Multivibrator und einigen Univibratoren [4] auf gebaut ist. Man kann z. B. einen Multivibrator (MV periodisch mit t2 kippen lassen und durch ihn eine Univibrator (UV) anstoßen, der nun einmalig für di Zeitdauer t₁ kippt. Die Signalspannung am Ausgan des UV I steuert mehrere parallelgeschaltete kräftig Endpentoden, die als Schalter für den Tellurstron dienen. Da dieser Strom in der Größenordnun 1 Ampere liegt, so ist bei Auslegung der Leerlauf spannung und der Schaltröhren auf den Spannungs abfall am Schalter zu achten. Die Belichtung de

mera kann man über einen zweiten UV II steuern, auch vom MV angestoßen wird. Dann fällt die ichtungszeit immer an den Anfang der Impuls-

Die relative Frequenzkonstanz $\Delta f_2/f_2$ dieser Impulseratoren läßt sich bei Spannungsstabilisierung gut

 $\Delta f_2/f_2 < 0.5\%$ balten. Eine Abirmung und gute Entkopplung r Einzelglieder ist notwendig. Die hung der Zeiten erfolgte über RCnerator und Oszillograph und für ge Zeiten mittels NEUMANN-Schrei-

. Das benutzte Gerät hatte fol-

de Zeitbereiche:

MV: 20 msec bis 5 sec;

UV I: 1 msec bis 60 msec;

UV II: 0,5 msec.

Eine Messung verläuft so, daß zunächst der Telstromkreis geschlossen wird, um z. B. ein oder mehe Te-Wolken in die Strömung zu setzen. Dann wird

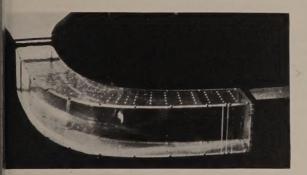


Abb. 7. Plexiglaskrümmer zur Untersuchung dreidimensionaler Grenzschichten.

Stromkreis zur Auslösung der Belichtung gelossen und durch den UV II zu Beginn einer neuen lke z. B. das Blitzlicht ausgelöst.

5. Anwendungen.

Die Tellurmethode hat bisher eine Anwendung glich bei laminaren Strömungen gefunden. Sie im folgenden an zwei Beispielen erläutert wer-

Messung

er dreidimensionalen Grenzschicht

einem Krümmer [5].

Es lag nahe, die gegebenen Möglichkeiten am Beiel einer dreidimensionalen Grenzschicht zu zeigen.

Strömungsbeispiel wurde ein ebener zweidimennaler Krümmer (Abb. 7) gewählt, mit der Besonheit, daß die innere Berandung eine Potentialstrome konstanter Geschwindigkeit ist. Die im Krümr sich ausbildenden sehr instabilen Grenzschichtfile konnten erst vermessen werden, als der Turenzgrad der Anströmung $< 10^{-4}$ war.

Die Abb. 8 zeigt die Projektion der tordierten enzschichtprofile ($t_2 = 200 \text{ msec}$). Die Abb. 9 und zeigen, wie mit einem stückweise isolierten Tellurht die Geschwindigkeitsrichtung in verschiedenen ndabständen gemessen werden kann, so daß man vollständiges Bild der Geschwindigkeitsverteilung ält. Für den gesamten Meßvorgang (etwa 50 Pround 50 Richtungsaufnahmen) benötigt man etwa

3 bis 4 Stunden. Die Richtung der Stromlinien in unmittelbarer Bodennähe wurde durch eine kleine, auf den Boden aufgesetzte Tellurhalbkugel gemessen, etwa 1 Volt Dauerspannung erhielt. Abb. 11 zeigt ein auf diese Weise erhaltenes Bodenstromlinienbild.



Abb. 8. Grenzschichtprofile am Krümmerboden vom Eintritt bis zur Krümmermitte. Die linken Profile sind noch näherungsweise zweidimensional, die rechten sind stark tordiert.

b) Optischer Nachweis von Instabilitätswellen in einer Grenzschicht.

Bei der Entwicklung einer laminaren Grenzschicht längs einer Wand wird bei einer bestimmten Lauflänge ein Instabilitätspunkt erreicht [6]. Stromab von diesem Punkt wird die Grenzschicht fähig, zufällig in der Strömung vorhandene Störungen zu verstärken und insbesondere Störungen von der Eigenfrequenz der Grenzschicht anzufachen. Aus der zufälligen Störung entwickelt die Grenzschicht eine geordnete Wellenbewegung. Wenn diese angefachte Wellenbewegung nicht zum Um-

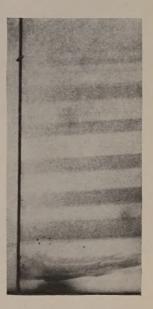


Abb. 9. Zur Messung der Geschwindigkeitskomponenten v und w wird die Teilurwolke durch Lackierung des Teilurdrahts in bestimmten Wandabständen unterbrochen.

schlag in die turbulente Form führt, so hört bei einer zweiten Stelle die Anfachung auf und die Wellenbewegung wird wieder gedämpft.



Abb. 10. Die gleiche Tellurwolke wie in Abb. 9. Man erkennt die Geschwindigkeitsrichtungen in verschiedenen Wandabständen. Das Bezugssystem ist in die Plexiglaswand eingeritzt.

Der direkte Nachweis für dieses prinzipielle Verhalten einer laminaren Grenzschicht wird hier erstmals mit einigen Streichlinien gezeigt. In Abb. 12 sind drei Streichlinien zu sehen, die von links nach rechts schwimmen und von denen sich die untere und

mittlere in der Grenzschicht befinden. Der Instabilitätspunkt ist bereits überschritten. Der Turbulenzgrad der Anströmung ist aber zu klein, um eine deutlich beobachtbare Schwingungsamplitude zu zeigen.



Abb. 11. Aufnahme des Stromlinienbildes am Krümmerboden durch einige Tellurperlen.

Weit stromauf wird nun der Strömung eine sehr kleine Störung, die ungefähr die Eigenfrequenz der Grenzschicht hat, aufgeprägt. Man erkennt an den Streichlinien in Abb. 13, wie diese Störung im labilen Gebiet angefacht wird, und erhält ein Bild von der Amplitudenverteilung der Wellenbewegung senkrecht zur Wand.

Abb. 14 zeigt die gleichen Streichlinien weiter stromab. Hier ist der Instabilitätsbereich durchschritten. Die Wellenlinie wird durch die scherende Bewegung in der Grenzschicht langsam auseinander gezogen. Es sei noch bemerkt, daß es sich hier nicht um eine zweidimensionale Grenzschicht, sondern um eine Grenzschicht in der Ecke zweier Kanalwände handelt.

Zusammenfassung.

Es wird ein Verfahren beschrieben, das gestattet, bestimmte Volumenelemente einer Wasserströmung durch kolloidales Tellur zu kennzeichnen. Mit längsangeströmten, dünnen Te-Drähte lassen sich sehr feine Strom- oder Streichlinien erzeugen und mit querangeströmten Te-Drähten läßt sich die Geschwindigkeitsverteilung längs dieser Drähte messen. Für den letzteren Fall werden Zahlenwerte für den Tellurausstoß, eine Korrektur zum Ausgleich des Nachlauffehlers und ein Zeitgebergerät angegeben.

Für beide Anwendungsformen wird ein Anwendungsbeispiel beschrieben.

Die Arbeit wurde durch ein Stipendium und eine Forschungsbeihilfe der Deutschen Forschungsgemeinschaft ermöglicht und im Institut für Gasströmungen der Technischen Hochschule Stuttgart ausgeführt. Seinem Leiter, Herrn Prof. Dr.-Ing. A. Weise, bin ich für viele Ratschläge und wertvolle Unterstützung zu Dank verpflichtet.

Literatur: [1] MÜLLER, E.: Z. Elektrochem. 11, 524 (1905); und Gmelins Handb. d. anorg. Chemie 8. Aufl. 11, 226 (1940). — [2] LAMB, H.: Hydrodynamik, 5. engl. und 2. deutsche Aufl., § 343. — [3] SPÖRL-NEUMANN: Photographisches Rezeptbuch, Verlag Knapp, (Saale), N 17, N 2 (1949). — [4] ELMORE-SANDS: Electronics Exp. Techn. McGraw Hill N. Y. 1949, S. 105; vgl. auch Kulp: Elektronenröhren, Vandenhoeck u. Ruprecht, Göttingen 1951. — [5] WORTMANN, F. X.: Messung einer laminaren, dreidimensionalen Grenzschicht in einem ebenen Krümmer. Unveröff. Arbeit im Instit. f. Gasströmungen der T. H. Stuttgart. — [6] Tollmien-Schlichtingsche Stabilitätstheorie zur Entstehung der Turbulenz. Vgl. z. B. Schlichting, H.: Forschung a. d. Gebiet d. Ingenieurwesens 16, 65 (1950).

Dipl.-Phys. Franz Xaver Wortmann, Institut für Gasströmungen der T. H. Stuttgart, Ruit über Eßlingen.



Abb. 12. Streich- bzw. Stromlinien in einer instabilen Grenzschicht. Störungsfreie Anströmung.



Abb. 13. Eine sehr kleine Störung bestimmter Frequenz wird innerhalb der Grenzschicht als Wellenbewegung angefacht

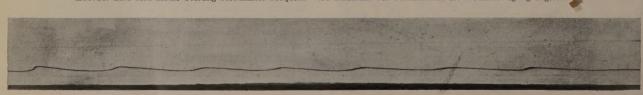


Abb. 14. Weiter stromabwärts wird die Grenzschicht wieder stabil und die Wellenbewegung wird gedämpft.

Zur photographischen Aufnahme im Ultrarot nach der Methode von Czerny (Evaporographie).

Von H. GOBRECHT und W. Weiss, Berlin-Charlottenburg.

Mit 9 Textabbildungen.

(Eingegangen am 4. März 1953.)

Die von CZERNY 1929 [1] zuerst angegebene und CZERNY, WILLENBERG, MÖNCH und MOLLET 2—1937 weiterentwickelte Methode [2, 3, 4] gibt t. immer noch eine der besten Möglichkeiten der mäßigen Aufnahme im ultraroten Spektralgebiet eits $1,2\,\mu$ Wellenlänge. In der Absicht, die Methode Aufnahme von ultraroten Spektren zu verwenden, de sie eingehend untersucht. Die im folgenden hriebenen Erfahrungen ergänzen die früheren Mitnegen, so daß wir ihre Veröffentlichung für zweckßig halten.

Beschreibung der Apparatur und der Wirkungsweise. Der Strahlungsempfänger besteht aus einer dün-, straff gespannten Haut (z. B. Collodium), welche einer Seite mit einer schwarzen Schicht (in erem Falle Ruß) bedeckt ist. Die andere Seite l mit einer sehr dünnen Flüssigkeitsschicht beipft. Die Haut befindet sich in einem metallischen men, welcher durch Federdruck an der Wand s zylindrischen Gefäßes gehalten wird. Der Abuß des Gefäßes ist an dem einen Ende eine Platte KBr, an dem anderen Ende eine Glasplatte b. 1). Der innere Raum steht unter dem Sättigsdruck der aufgedampften Flüssigkeit. Es herrscht Idealfalle) Gleichgewicht zwischen Kondenon und Verdampfung an den inneren Glaswänden auf der Membran. Dieses Gleichgewicht kann ört werden durch Strahlungsabsorption in der Bschicht, deren kleine Temperaturerhöhung durch Trägermembran geleitet wird und zu einer teilsen Verdampfung der Flüssigkeitshaut Anlaß . Die Verdampfungsgeschwindigkeit kann durch pumpen der Luft im Gefäß erhöht werden. Die iahme der Dicke der Flüssigkeitshaut ist ein Maß die Energiedichte der Strahlung, welche von der warzen Schicht absorbiert worden ist. Insofern das Verfahren dem der Strahlungsregistrierung ch Bolometer und Thermosäule ähnlich, hat em gegenüber jedoch den Vorteil der bildmäßigen dergabe und der Akkumulationsfähigkeit (wir sen nicht wie beim Thermoelement Energiestromten, sondern Energiedichten). Die Flüssigkeitscht wird in der Weise auf die Membran gedampft, vor der Membran sich eine bewegliche Heizdel befindet, welche die Flüssigkeit für etwa 10 dampfungen aufnehmen kann. Diese Heizwendel n durch Drehen eines Schliffes, in welchem sie entrisch befestigt ist, vor der Trägermembran auf ab bewegt werden.

Durch die Dickenänderung der Flüssigkeitshaut stehen bei Beleuchtung mit weißem Licht Internzfarben. Von den unter dem Winkel α einenden Lichtstrahlen der Wellenlänge λ werden alle ausgelöscht, die der Beziehung $2D\sqrt{n^2-\sin^2\alpha}$ λ genügen. $(k=1,2,3,\ n=$ Brechungsindex, Schichtdicke). Übrig bleiben bei Verwendung ßen Lichtes nur die nicht ausgelöschten Farben

und die bei diesem Einfallswinkel maximal reflektierten. Für kleine Einfallswinkel und $n \approx 1,4$ berechnen wir zu den auftretenden Schichtfarben die Schichtdicken:

| k=1 | gelb rot blau grün | $^{0,157}_{0,193}{}_{\mu} \\^{0,201}_{\mu} \\^{0,225}_{\mu}$ |
|-------|-------------------------------------|---|
| k = 2 | gelb rosarot grünblau grün | $\begin{array}{c} 0,314\mu \\ 0,386\mu \\ 0,402\mu \\ 0,450\mu \end{array}$ |

Maßgebend für die Sichtbarkeit des Bildes ist der Farbenkontrast. Für visuelle Beobachtungen sind

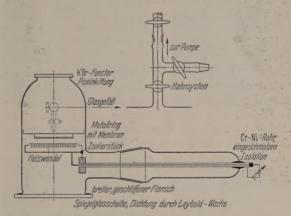


Abb. 1. Der Strahlungsempfänger (halbschematisch).

gemäß der Farbempfindlichkeitskurve des Auges die Kontraste grün-rot oder grün-blau am günstigsten, von denen der erstere in der 1. Ordnung bereits durch eine Schichtdickenänderung von etwa 30 mμ erzeugt wird. Er wird verstärkt dadurch, daß die Schicht nicht mit dem weißen, sondern mit dem durch Kupfersulfat gefilterten Licht einer Glühlampe beleuchtet wird. Dies hat außerdem den Vorzug, daß das ultrarote Licht der Glühlampe von der Membran ferngehalten wird, welches einen unerwünschten Verdampfungseffekt auf der Schicht hervorruft. Selbstverständlich wird man sich nicht mit visueller Betrachtung des Farbenkontrastbildes begnügen, sondern man wird es photographieren. Durch die Wahl geeigneter Spektralplatten kann der Kontrast noch weiter gesteigert werden. Wenn das Bild hergestellt und photographiert ist, läßt sich die verbleibende Schicht auf der Membran mittels der Strahlung einer Glühlampe fortdampfen, bevor für die nächste Aufnahme eine neue erzeugt wird.

2. Trägermembran, Flüssigkeitshaut und Rußschicht.

Für die Stärke der aufgedampften Schicht gibt es bei einer Doppelschicht konstanter Dieke zwei Möglichkeiten: 1. dünne Trägermenbran ohne Eigenfarbe. Die dieke Haut der Aufdampfsubstanz erzeugt Grundfarbe und Farbenumschlag. 2. dieke Membran mit Eigenfarbe. Die dünne Haut der Aufdampfsubstanz erzeugt Farbenumschlag der Grundfarbe.

Wir haben beide Möglichkeiten benutzt. Wir sind zuletzt jedoch bei der zweiten geblieben, da hier die Trägermembran mechanisch wesentlich fester ist und die Diffusion der Flüssigkeit durch die Trägermembran hindurch in die Rußschicht erschwert wird. Die Verschlechterung der Wärmeleitung bei dickerer Membran wird vernachlässigt werden können angesichts der Tatsache, daß die Rußschicht (5 bis 15 \mu) etwa 50 mal dicker ist als die optisch wirksame Doppelschicht $(0,2\mu)$. Wir haben also stets Membranen benutzt, die möglichst über ihre gesamte Oberfläche hin die Eigenfarbe rot erster Ordnung bei senkrechter Indizenz zeigten und sie bis zur Interferenzfarbe grün erster Ordnung bedampft. So erhielten wir bei blauer Beleuchtung nach partieller Verdampfung dunkle Bilder auf hellem Grunde. Bei stärkerer Bedampfung (bis rot zweiter Ordnung) kann man Bilder entgegengesetzten Kontrastes erhalten.

Zur Herstellung sauberer, luftfreier Membranen haben wir Collodium benutzt, welches in einer Mischung von 50% Amylazetat und 50% Äther gelöst war. Der von Czerny und Mitarbeitern benutzte Lack Z 116 von Agfa-Wolfen ist heute nicht mehr geeignet. Später haben wir auch mit gutem Erfolg Aluminiumoxydfolien verwendet. Die Versuche hierüber sind aber noch nicht abgeschlossen. Die Herstellung der Collodiummembranen geschah auf folgende Weise: Ein 2,5 mm starker und 5 mm hoher Metallring von 50 mm Durchmesser, der später die Membran tragen soll, liegt auf der Bodenmitte eines mit destilliertem Wasser gefüllten Glastroges von 30 bis 40 cm Durchmesser. Auf die Wasseroberfläche werden einige Tropfen der Collodiumlösung gegeben, welche sich schnell auf der Oberfläche ausbreitet und eine dünne Haut bildet. Eine halbe Minute nach Abtropfen des Lackes wird das Wasser abgesaugt. Die sich auf den Ring legende Membran wird mit diesem vorsichtig aus dem Trog herausgehoben und im Trockenschrank bei 50 bis 60°C getrocknet. Es hatte sich als zweckmäßig erwiesen, eine durch Interferenz rot erscheinende Membran durch Aufeinanderlegen einer gelberscheinenden und einer farblosen geeigneter Dicke herzustellen. Wichtig ist, darauf zu achten, daß eine Seite der fertigen Membran frei von Staubteilchen [3] und jeglicher Wasserbenetzung bleibt. Es ist die Seite, welche später die Flüssigkeit der Verdampfungsschicht aufnehmen soll. Dabei ist wichtig, daß die Flüssigkeit die Membran ganz und gleichmäßig benetzt. Deshalb muß von vornherein jede Orientierung der Collodiummoleküle vermieden werden, was in Folge des hydrophilen Charakters des Collodiums nur erreicht werden kann durch Vermeidung jeglicher Wasserberührung der betreffenden Oberfläche der Membran. In diesem Zusammenhang sei auch auf die besonders schöne Methode zur Herstellung dünner Membranen von Czerny und Mollet [4] hingewiesen.

Die andere Membranseite wurde über einer gewöhnlichen, blakenden Petroleumflamme schwach und gleichmäßig berußt. Schwärzungen mit Sb, Bi oder Pt, wie sie CZERNY, MÖNCH und WILLENBERG [3, 4] durchgeführt haben, waren uns aus äußeren Gründen nicht möglich.

3. Das Verdampfungsmittel.

Um möglichst große Empfindlichkeit und rei Bilder zu erhalten, müssen folgende Ansprüche a die Verdampfungsflüssigkeit gestellt werden: 1. klein Verdampfungswärme, 2. vollständige Benetzung d Membranoberfläche, 3. chemische Indifferenz gege über Glas, Metall und vor allem gegenüber der Mer bran, 4. der Sättigungsdruck bei Zimmertemp ratur muß erfahrungsgemäß etwa bei 10⁻³ bis 10⁻² To liegen. Die folgende Tabelle gibt eine Übersiclüber diejenigen Substanzen, welche sieh bei unsere Versuchen als unbrauchbar erwiesen haben.

Dezylalkohol benetzt nicht.
Dodezylalkohol benetzt nicht.
Tetradezylalkohol benetzt nicht.
Hexadezylalkohol benetzt nicht
Oktadezylalkohol benetzt in fester Form, doch ist de Dampfdruck zu gering.

Dampfdruck zu gering.

Glyzerin benetzt nicht, bildet aber feinste
Tröpfchenschleier ohne Inte
ferenzfarben. Es ließen sich j
doch Aufnahmen von Temp
raturstrahlern machen. Nac
etwa 5 min. beginnt die Cellor
membran zu quellen.

Benzylalkohol Quellung und Auflösung der Menbran.

Zimtaldehyd Auflösung der Membran.

Anisaldehyd Quellung und Auflösung der Membran.

Phthalsäurediäthylester Auflösung der Membran.

Glyzerin- Auflösung der Membran.

triacetat Citronellol Quellung der Membran. Acetophenon Auflösung der Membran. Oxyacetophenon Auflösung der Membran. Zyklohexanon keine Benetzung der Membran. Nitrobenzol keine Benetzung der Membran. 2-Methylanilin Quellung der Membran. Monomethylkeine Benetzung der Membran. naphthalin

Als einzige Substanz hat sich Hexadekan¹ be währt, wenn auch dieses Paraffin den Nachteil hat Hahnfett, Wachsdichtung und Pizein zu löser Andererseits hat diese Substanz den Vorteil, daß de Schicht auch bei größeren Bestrahlungszeiten durch die verdampfende Substanz kaum körnig wird, weit dies von Czerny und Mitarbeitern beobachtet worde ist. Man erkennt an dieser Übersicht deutlich, da weit mehr Substanzen geeignet sein würden, wenn dembran nicht aufquellen oder sich auflösen würd Aus diesem Grunde haben wir bereits mit gute Erfolg dünne Membranen aus Aluminiumoxyd verwendet, über welche erst später berichtet werde soll.

4. Die spontane Verdampfung der Flüsigkeitshaut von der Membran.

Auch bei Abwesenheit gerichteter Strahlung tri eine freiwillige Verdampfung der Flüssigkeitsschich

¹ ,,Hexadekan reinst" wurde uns freundlicherweise vo Max-Planck-Institut für Kohlenforschung, Mülheim/Ruhr z Verfügung gestellt.

on der Membian innerhalb weniger Minuten ein. adurch wird die Akkumulationszeit und somit die mpfindlichkeit der Methode stark herabgedrückt. s effektive Empfindlichkeit ist also nicht mehr e durch die gewollte Bestrahlung hervorgerufene

itliche Dickenabnahme des Ölfilms $\left(\frac{dD}{dt_0}\right)_s$, sondern

re Differenz von der durch Spontanverdampfung

zeugten zeitlichen Dickenabnahme
$$\left(\frac{dD}{dt}\right)_0$$
 anzusehen:
$$= \left(\frac{dD}{dt}\right)_s - \left(\frac{dD}{dt}\right)_0.$$
 Dabei wachsen beide Sum-

anden mit Verminderung des Luftdrucks, und es 3t sich leicht ein Luftdruck wählen, bei dem die zeugte Dickendifferenz $\varepsilon \cdot \Delta t$ während der Becallungszeit Δt groß genug wird und so lange erlten bleibt, bis sie photographisch registriert ist. s ist unzweckmäßig, für gleiches arepsilon arDelta t größere arDelta treh Erhöhung des Luftdrucks zu wählen. Auch die ahl schneller verdampfender Stoffe, z.B. Tetrakan, oder die Erniedrigung des Luftdrucks hat inen Sinn, da dann die Zeit zum Photographieren s Bildes zu gering wird.

Bei unseren Versuchen mit Hexadekan haben wir i 20° C Zimmertemperatur mit dem Luftdruck ⁻³ Torr gearbeitet bei maximalen Belichtungsten von $\Delta t = 5 \,\mathrm{min}$. Solange war die Schicht ch haltbar. Das Photographieren der Schicht betigte jeweils 30 sec auf Perutz-Perulith-Film bei r rel. Öffnung 1:6,3. Zur Minderung der Spontanrdampfung haben wir die Glasinnenwände eben-

ls mit Hexadekan benetzt.

Als Grund für die Spontanverdampfung wurde von ILLENBERG und MÖNCH nicht genügende Reinheit r Verdampfungssubstanzen angenommen [2, 3, 4]. wir dies mit gutem Gewissen ausschließen konni, blieb für uns nur, unvollkommenes Strahlungsichgewicht als Ursache der freiwilligen Verdampfung zunehmen. Die spontane Verdampfung als Folge es gestörten Dampfdruckgleichgewichtes findet nn statt, wenn die Rußschicht wärmer ist als ihre ngebung. In der Tat zeigte eine nur zur Hälfte rußte und auf der anderen Seite ganz bedampfte mbran noch 10 Minuten nach dem Abschalten der mpe ein ungleichmäßiges Verhalten. Die Flüssigitshaut gegenüber der unberußten Fläche zeigte eine mal größere Haltbarkeit. Erst 1 Stunde nach dem schalten der Pumpe war die Haltbarkeit der issigkeitshaut auf der ganzen Fläche die gleiche. st jetzt herrschte also Strahlungsgleichgewicht. ar könnte am Anfang das verschiedenartige Verlten der berußten und unberußten Membranhälfte ch durch die verschieden großen Wärmekapazien erklärt werden. Es ist aber dann nicht einsehen, warum sich nach einiger Zeit und nach eruter Bedampfung das Verhalten verändert: jetzt schieht die Spontanverdampfung von beiden Hälfin gleicher Zeit. Schließlich müßte auch im Falle Ursache durch verschieden große Wärmekapaäten ein verschiedenartiges Verhalten bei der Konnsation beobachtet werden, was aber nicht gelieht. Dieser Versuch schließt außerdem die Möghkeit aus, die verschiedenen Adsorptionsverhältse für diese Verdampfung verantwortlich zu ichen.

5. Einige Aufnahmen.

Abb. 2 zeigt ein Beispiel einer Spektralaufnahme. Es handelt sich um das Emissionsspektrum eines Hg-Hochdruckbogens zwischen 1μ und 2μ , das zur Herstellung einer näherungsweise richtigen Eichskala diente. Abb. 3 stellt das Absorptionsspektrum eines mit Sm und Dy verunreinigten Er-Glases dar. Leider stand für unsere Aufnahmen nur ein kleiner Glasspektrograph zur Verfügung.



Abb. 2. Spektrum einer Hg-Hochdruck-Lampe



Abb. 3. Absorptionsspektrum eines Sm-Dy-Er-Glases.



Abb. 4. Aufnahme einer warmen Kaffeetasse von 70°C, Eigenstrahlung.



Abb. 5. Aufnahme einer warmen Kaffeetasse von 28°C, Eigenstrahlung.



Atb. 6. Aufnahme einer menschlichen Hand, Eigenstrahlung.



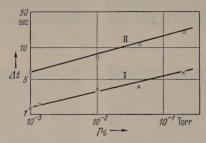
Abb. 7. Aufnahme eines menschlichen Profile, Eigenstrahlung

Die Abb. 4 bis 7 geben Aufnahmen von Temperaturstrahlern wieder. Die Abbildung erfolgte mit einem oberflächenversilberten Hohlspiegel der Brennweite 35 cm und der mittleren Öffnung 7,5 cm. Die Entfernung der Objekte vom Spiegel betrug 3-4 m. Die Zimmertemperatur war 20° C. Abb. 4 ist eine zu ³/₄ gefüllte Kaffeetasse von 70° C, Abb. 5 die gleiche von 38°C, Abb. 6 die Evaporographie einer menschlichen Hand von der Oberflächentemperatur 32° C und Abb. 7 das Bild eines menschlichen Profiles. Die Bestrahlungszeit der Schicht betrug ¹/₂ bis 1 min. Mittels der Handaufnahme wird unten eine Berechnung der praktischen Empfindlichkeit der Methode bei unseren Versuchen gegeben. Es ist besonders auf die schon von Willenberg [2] diskutierte Erscheinung der Kontrastumkehr am Rande von Bildern warmer Körper (Kaffeetasse) hinzuweisen.

6. Empfindlichkeit, Auflösungsvermögen, Wirkungsgrad.

Das Handbild diente zur Abschätzung der maximalen Leistungsfähigkeit unseres Empfängers. Ist die Annäherung der Handstrahlung an die des schwarzen Körpers bei 32°C erlaubt, so hat bei Zimmertemperatur $T_0=293^\circ$ K die Hand die Energiestromdichte

$$B = \sigma \left[T_0^4 - (T_0 + 12)^4 \right] = 7.5 \cdot 10^4 \,\mathrm{erg/sec~cm^2}$$
 gegenüber ihrer Umgebung. Das Bild, welches ein um $s = 400 \,\mathrm{cm}$ von der Hand entfernter Hohlspiegel



Atb. 8. Bestrahlungszeit für Verdampfung von $3\cdot 10^{-6}\,\mathrm{g}$ Hexadekan in Abhängigkeit vom Luftdruck im Gefäß.

der Brennweite $f=35~\mathrm{cm}$ und dem mittleren Durchmesser $\Phi=7.5~\mathrm{cm}$ auf der Membran in der Größe $3~\mathrm{cm^2}$ erzeugt, hat dann im Idealfalle die Energiestromdichte von

$$\overline{B} = rac{B \, \pi arPhi^2}{4 \, s^2} \Big(1 - rac{s}{f} \Big)^2 \ = 2, 2 \cdot 10^3 \, {
m erg/sec \ cm^2}.$$

Diese kann noch bequem, wie der Versuch zeigt, in einer Minute registriert werden. Da wir maximal 5 min belichten konnten, sind mithin auf 3 cm²

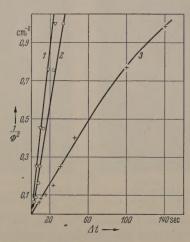


Abb. 9. Prüfung der Beziehung $B \sim \mathcal{P}_{\uparrow}^{\eta} \cdot M = {\rm const.}$ für (1) $p_L = 10^{-3}\,{\rm Torr},\ d_R = 15\,\mu,$ (2) $p_L = 10^{-3}\,{\rm Torr},\ d_R = 8\,\mu,$ (3) $p_L = 0.5\,{\rm Torr},\ d_R = 8\,\mu.$

 $4,4\cdot 10^2~\rm erg/sec\cdot cm^2$ nachweisbar. Wird fernerhin diese Intensität nicht auf 3 cm², sondern die kleine Fläche gesandt, welche durch die mittlere Zeichenschärfe von $100\,\mu$ (siehe unten) auf $10^{-4}~\rm cm^2$ begrenzt ist, so lassen sich auf dieser Fläche durch 5 min lange Bestrahlung noch etwa $10^{-2}~\rm erg/sec$ oder $10^{-9}~\rm Watt$ registrieren.

Man kann sich mit einfachen Mitteln einen Überblick über die Eigenschaften der adsorbierten und verdampfenden Ölschicht verschaffen, insbesondere auch in der Abhängigkeit von einem zugemischten Fremdgase (Luft). Unter der stark vereinfacher Voraussetzung, es handele sich um die Verdamps der Flüssigkeit von ihrer eigenen Oberfläche, in der Temperatursprung ΔT herrscht, in ihren sättigten Dampf des Druckes p_S bei Anwesen eines Fremdgases vom Druck p_L und der weit Annahme, die Verringerung der Verdampfungs- Kondensationsgeschwindigkeit gesche im Verhälder mittleren freien Weglängen $\left[\frac{\lambda_{LS}}{\lambda_S}\right]^x$ in einer Poter wobei λ_S die mittlere freie Weglänge des gesättig

wobei λ_S die mittlere freie Weglänge des gesättig Dampfes allein, λ_{LS} die des Dampfes und des Fre gases bedeuten, erhalten wir mit

$$\begin{split} \lambda_S &= \frac{RT}{\sqrt{2}\pi\,\sigma_S^2\,\,N_L\,\,p_S};\\ \lambda_{LS} &= \,\,\frac{R\,T}{\pi N_L \left[\,p_S\,\sigma_S^2 \sqrt{2} + p_L\,\sigma_{LS}^2 \sqrt{1 \,+\,M_S\,/M_L}\,\right]} \end{split}$$

die von einem $\mathrm{cm^2}$ der Oberfläche pro sec verdampfe Molekülzahl mit dem Kondensationskoeffizier α und der Verdampfungswärme der Flüssig $\Lambda = \Lambda \ (T, \ldots)$

$$\dot{Z} = rac{lpha \; p_S}{\sqrt{2 \, \pi \, M_S \, R^3 \, T^5}} \left[rac{1}{1 + a rac{p_L}{p_S}}
ight]^x \cdot N_L \cdot arDelta \cdot arDelta T$$

Hierin bedeuten:

$$R={
m Gaskonstante},~~M={
m Molgewichte},$$
 $a=rac{1}{2}\sqrt{2}\Big(rac{\sigma_{LS}}{\sigma_S}\Big)^2\sqrt{1+rac{M_S}{M_L}},~~\sigma={
m Partikelradie}$ $\sigma_{LS}^2=\sigma_L^2+\sigma_S^2;~~N_L={
m Losehmidt-Zahl}.$

Daraus resultiert mit $\varrho_{\it fl}=$ Dichte des flüssigen eine Schichtdickenänderung nach der Bestrahluzeit $\varDelta t$

$$rac{dD}{dt} \Delta t = rac{lpha \, arDelta \, p_S}{arrho_{fl}} \sqrt{rac{M_S}{2 \, \pi \, R^3 \, T^5}} \, \left[rac{1}{1 + a rac{p_L}{p_S}}
ight]^x \cdot \Delta T \cdot \Delta T$$

Darin ist die Unabhängigkeit der Dickenänderur geschwindigkeit von p_L für $p_L \ll p_S$ enthalten.

Eine Messung der Abhängigkeit der zur Erzeug einer bestimmten Schichtdickenänderung probzw. Verdampfung einer Hexadekanmasse Δm forderlichen Betrahlungszeit Δt vom Luftdruck gibt Abb. 8 wieder. Die benutzte Energiestromdic ist in (I) 10^4 , in (II) $2.5 \cdot 10^3$ erg/sec cm², Δm in bei Fällen (aus dem Farbenkontrast $\Delta D = 0.0 \cdot 10^{-6}$ g. Die Energiestromdichte wurde mit ei brennenden Kerze erzeugt, mit einer Thermosä gemessen und mittels einer Blende variiert. Luftdruck-Messung p_L geschah mit einem Mc Le schen Manometer. Bei genauerer Messung lassen smit dieser Methode des Farbenkontrasts gute Aschlüsse über das Adsorptionsverhalten flüssi Stoffe an fremden Oberflächen gewinnen.

Voraussetzung für diese Messungen ist natürlidaß die zur Erzeugung einer bestummten Schic dickenänderung pro cm² notwendige Bestrahlun zeit Δt der Strahlungsenergiestromdichte B ugekehrt proportional ist. Daß diese Forderung regut erfüllt ist, haben Czern und Mollet gezeigt Unsere Messungen gibt Abb. 9 wieder. Dabei ist Ordinate das reziproke Quadrat der Blendenöffnung

romdichte umgekehrt proportional ist. Bei $\frac{1}{\varPhi^2}$ = 0,5 cm⁻² war $B=8\cdot 10^4$ erg/sec cm² (Messung mit hermosäule), Δm wieder $3\cdot 10^{-6}$ g. Als Parameter urden der Luftdruck p_L und die Rußschichtdicke d_R ewählt. Letztere wurden durch Wägung näherungseise bestimmt. Größere d_R liefern nicht nur ein geleigertes Absorptionsvermögen, sondern drücken ach durch Wärmequerleitung in der Schicht die eichenschärfe herab. Wir fanden aus der Aufnahme nes gezeichneten Prüfsterns im durchfallenden Licht ar Rußschichtdicken $d_R=8\,\mu$ einen trennbaren inienabstand von höchstens $60\,\mu$, für $d_R=15\,\mu$ einen ennbaren Linienabstand von höchstens $120\,\mu$.

Bei einer dünnen, aber verölten (d. h. durch Einffusion von Öl verschmutzten) Membran mit starken ußkornballungen $d_R = 5\mu$: trennbarer Linienab-

and höchstens 80μ .

CZERNY, MOLLET und WILLENBERG [2, 4] erreichten mliche Werte.

Theoretisch wächst das hier betrachtete Aufsungsvermögen mit dem Verbältnis:

$$q = \frac{\text{W\"{a}rmel\"{a}ngsleitung (durch die Schicht)}}{\text{W\"{a}rmequerleitung (quer zur Schicht)}}$$

ie Ausrechnung für eine bestrahlte Fläche von Scheiengestalt mit dem Radius r gibt

$$q = \frac{r}{2 d_R}.$$

ist also bei dünnen Spektrallinien kleiner als bei aus-

edehnten Temperaturstrahlern.

Nach der obenstehenden Berechnung ist die praksche Empfindlichkeit der Evaporographie noch mer um 1 bis 2 Größenordnungen geringer als die erThermosäule, obwohl diese einen weitaus geringeren irkungsgrad hat als der Evaporograph. Die Thermosule ist nach CZERNY eine Wärmekraftmaschine it dem thermodynamischen Wirkungsgrad $\frac{\Delta T}{T}$, obei ΔT die wohlbestimmte Temperaturerhöhung urch Aufheizung und T die Umgebungstemperatur nd. Bei der Evaporographie jedoch dürfte dies ΔT üßerordentlich klein sein. Denn es scheint, daß ihre irkungsweise nicht auf thermodynamischem Vorfikenstein vor der der van der der van der der van der v

gang beruht, sondern mit Elementarprozessen erklärt werden muß, also mit direkter Umwandlung von Strahlungsenergie in kinetische. Einen Ausdruck für den makroskopischen Wirkungsgrad des Verfahrens erhält man durch den Quotienten:

 $\eta = \frac{\text{Zum Verdampfen einer best. \"Olmenge für die Bilderzeugung erforderliche Verdampfungswärme } E_v}{\text{während der Verdampfung für die Bilderzeugung eingestrahlte Energie } E}.$

 η sei an einem Beispiel näherungsweise berechnet: Bei Einstrahlung von $10^4\,\mathrm{erg/sec}$ cm² verdampfte eine Ölmenge von $3\cdot10^{-6}\,\mathrm{g}$ in 1,5 sec. Die Verdampfungswärme von Hexadekan an seiner flüssigen Oberfläche beträgt bei Zimmertemperatur etwa 50 cal/g. Demnach ist der effektive Wirkungsgrad ca. 50%, also sehr hoch. Verluste treten durch Wärmestrahlung der Absorberschicht (E_s) und Wärmeleitung in der Schicht (E_L) auf. Mit ihnen ergibt sich

$$\eta=1-rac{E_L+E_s}{E}$$
 .

Nach einer Rechnung CZERNYS [1] sind E_s und E_L größenordnungsmäßig um den Faktor 100 kleiner als E_v . Angesichts dieses hohen Wirkungsgrades wäre noch keine Grenze der Empfindlichkeit dieser Methode zu erkennen, wenn man in der Lage wäre, die Spontanverdampfung zu unterdrücken.

Zusammenfassung.

Es wird über neu gesammelte Erfahrungen berichtet und die Eignung verschiedener Verdampfungsflüssigkeiten untersucht. Grundsäztliche Betrachtungen über die Grenze der Empfindlichkeit ergeben, daß eine spontane Verdampfung der Flüssigkeitshaut die Empfindlichkeit erheblich herabsetzt. Auf Grund experimenteller Ergebnisse wird die Maximalempfindlichkeit zu 10⁻⁹ Watt Strahlungsleistung errechnet.

Literatur. [1] CZERNY, M.: Z. f. Phys. 53, 1 (1929) — [2] WILLENBERG, H.: Z. f. Phys. 74, 663 (1932). — MÖNCH, G. u. H. WILLENBERG: Z. f. Phys., 77, 170 (1932). — [4] CZERNY, M. u. P. MOLLET: Z. f. Phys., 108, 85 (1937).

Prof. Dr. H. GOBRECHT und Dipl.-Ing. W. WEISS. Berlin-Charlottenburg, Physikalisches Institut der Technischen Universität.

Zum Aufbau von Gasentladungen.

Von Heinz Raether, Hamburg.

Mit 3 Textabbildungen.

(Eingegangen am 10. Februar 1953.)

1. Einleitung.

In den Aufbau einer Gasentladung im homogenen eld hat man in der letzten Zeit durch eingehende ntersuchungen sowohl für kleine $p\,d$ -Werte $d < \sim 10\,\mathrm{Torr}\cdot\mathrm{cm}$: Townsend-Aufbau oder Aufbau Ionisierungsspielen) wie für große $p\,d$ -Werte $d > \sim 1000\,\mathrm{Torr}\cdot\mathrm{cm}$: Kanalaufbau) einen besseren inblick gewonnen. In jüngster Zeit sind von Anger [1] sowie von Fisher und Bederson [2] ersuche mitgeteilt worden, die auch das Zwischenbiet der pd-Werte überbrücken. In den folgenden eilen wird eine Erklärung ihrer Ergebnisse mit einem

modifizierten Kanalaufbau oder "Mehrlawinen-Kanalaufbau" versucht.

Bevor genauer hierauf eingegangen wird, werden kurz die beiden Aufbauarten (Aufbau in Ionisierungsspielen und Kanalaufbau) erläutert, die für das folgende die Grundlage bilden.

2. Aufbau in Ionisierungsspielen (Townsend-Aufbau).

Charakteristisch für diese Art Aufbau ist, daß eine oder mehrere Elektronenlawinen, eingeleitet durch Photoelektronen einer von außen kommenden Strahlung, zur Anode laufen, wobei ihre Trägerzahl nach dem Gesetz $n=e^{\alpha x}$ zunimmt. Die hierbei durch Elektronenstoßionisation entstehenden Ionen oder Lichtquanten oder beide lösen nach ihrer Ankunft an der Kathode neue Elektronen aus und zwar $\mu=\gamma$ ($e^{\alpha x}-1$), wo γ_+ die Zahl der pro Ion ausgelösten Elektronen, γ_L die Zahl der pro ionisierendem Stoß gebildeten Elektronen und $\gamma=\gamma_++\gamma_L$ ist. Die "Nachlieferungselektronen" leiten ihrerseits neue "Ionisierungsspiele" ein, wobei der Strom, falls $\mu>1$ ist, allmählich ansteigt. Unsere bisherige Kenntnis über die zeitliche Entwicklung der Townsend-Entladung kann in folgender kurzer Darstellung zusammengefaßt werden: Ist j_0 die Photoelektronendichte, durch Fremdstrahlung ausgelöst, so ist die Elektronenstromdichte an der Kathode (x=0) zur Zeit t ($j^-(0,t)$) bei Benutzung einer Betrachtungsweise von v. Engelund Steenbeck [3]:

$$egin{split} j^- \left(0, \, t
ight) &= j_0 + \gamma_+ \int \limits_0^d j^- \Big(\left(0, \, t - rac{x}{v_-} - rac{x}{v_+}
ight) e^{lpha \, x} \, lpha \, dx \ &+ \gamma_L \int \limits_0^d j^- \Big(0, \, t - rac{x}{v_-} \Big) e^{lpha \, x} \, lpha \, dx \end{split}$$

 v_- und v_+ sind die Geschwindigkeiten der Elektronen bzw. Ionen. $j^ \left(0,t-\frac{x}{v_-}-\frac{x}{v_+}\right)$ ist die Zahl der an der Kathode (x=0) ablaufenden Elektronen zur Zeit $t-\frac{x}{v_-}-\frac{x}{v_+}$ d. h. zu einer Zeit t, die um die Laufzeit der Lawine bis zur Stelle x, also um $\frac{x}{v_-}$, sowie der Laufzeit der positiven Ionen von dieser Stelle x bis zurück zur Kathode, also um $\frac{x}{v_+}$ zurückliegt. (Bei Photoeffekt ist die Laufzeit der Lichtquanten zu vernachlässigen.) Die Integrale stellen die Zahl der von den Lawinen gebildeten positiven Ionen bzw. die Zahl der Ionisierungsakte, die der Zahl der Anregungsakte proportional ist, dar.

Mit dem Ansatz

$$j^{-}(0, t) = j_{1}^{-}(0) + j_{2}^{-}(0) e^{\lambda t}$$

wo λ die Zeitkonstante des Stromanstieges ist, ergibt sich hieraus:

$$\frac{\alpha \gamma_{+}}{\alpha - \lambda/v} \left(e^{(\alpha - \lambda/v) d} - 1 \right) + \frac{\alpha \gamma_{L}}{\alpha - \lambda/v_{-}} \left(e^{(\alpha - \lambda/v_{-}) d} - 1 \right) = 1. \tag{I}$$

$$j_1(0) = \frac{j_0}{1 - (\gamma_+ + \gamma_L)(e^{\alpha d} - 1)} = \frac{j_0}{1 - (\mu_+ + \mu_L)}.$$
 (II)

Hierin bedeutet

$$1/v = 1/v_{-} + 1/v_{+}$$
.

Unter der Voraussetzung exponentiellen Anwachsens der Lawine mit x also

$$j^-\left(x,\,t\right)=j^-\left(0,\,t-rac{x}{v_-}
ight)e^{lpha\,x}\cong j^-\left(0,\,t
ight)\,e^{lpha\,x}\left(t>x/v_-
ight)$$

und mit der Randbedingung

$$j^{-}(0,0) = j_{1}^{-}(0) + j_{2}^{-}(0) = j_{0}$$

ergibt sich:

$$j^{-}(x, t) = j_0 e^{\alpha x} \frac{1 - \mu}{1 - \mu} \frac{e^{\lambda t}}{\mu}.$$

Ist nach dem Gesamtstrom gefragt (Strom im Außen-

kreis) so wird wegen $j = j^+ + j^-$ und j^+ (d) = 0

$$j(t) = j^{-}(d, t) = j_{0} e^{\alpha d} \frac{1 - \mu e^{\lambda t}}{1 - \mu}.$$
 (I

Die beiden sich ergebenden Gleichungen (I) u (II) sind einerseits die Bestimmungsgleichung f λ [3], [4], andererseits die bekannte Townsendsc Formel für den gasverstärkten Strom.

Für λ ergeben sich aus (I) folgende Werte: [3], [5], [6]

1. $\lambda/v \ll \alpha$ oder λ klein und $\mu = 1 + \varepsilon$, ε *

für Ionen für Licht
$$\lambda = \frac{\ln \mu_+}{t_+} = \frac{\mu_+ - 1}{t_+} \qquad \lambda = \frac{\ln \mu_L}{t_-} = \frac{\mu_L - 1}{t_-}$$

für Licht und Ionen
$$\lambda = rac{\mu_+ + \mu_L - 1}{\mu_+ \ t_+ + \mu_- t_-} igg| \left(t_+ = rac{d}{v_+}, \ t_- = rac{d}{v_-}
ight)$$

Die Erhöhung von μ über den Wert 1 kann auf fogende Weisen geschehen:

a) durch Anwendung höherer Feldstärken als d statische, d. h.

$$E = E_{stat} + \Delta E$$
 oder $\alpha = \alpha_{stat} + \Delta \alpha$.

Dann wird

$$\lambda = (\Delta \gamma / \gamma + \Delta \alpha \cdot d) 1/t_{+}$$

oder bei Vernachlässigung von $\Delta \gamma / \gamma$:

$$\lambda = v_{\pm} \cdot \Delta \alpha^{1}$$

 $(v_{+}$ und t_{+} bzw. v_{-} und t_{-} , je nachdem ob Ionen od Licht die Nachlieferungselektronen erzeugen).

b) durch Variation des Elektrodenabstandes d b Festhalten der statischen Feldstärke ($E_{stat} = \text{const}$) also festem α [4], [7].

Dann wird

$$\lambda = \alpha v \frac{\Delta d}{d_{stat} + \Delta d}$$
.

 d_{stat} ist der zur statischen Spannung gehörige Elel trodenabstand $d_{stat} = \frac{U_{stat}}{E_{stat}}$.

2. $\lambda/v > \alpha$ oder λ groß d. h. $\mu \gg 1$

für Ionen für Licht
$$\lambda = v_+ \alpha (1 + \gamma_+)$$
 $\lambda = v_- \alpha (1 + \gamma_L)$

Auch hier kann der Wert eines großen μ entwede durch Anwendung sehr hoher Überspannung ode durch sehr lange Entladungsstrecken erreicht werder In beiden Fällen ergeben sich die angegebenen Werte.

Spezialfälle.

a) Ist $\lambda < 0 \ (\mu < 1)$, so wird

$$j(t) = j_0 e^{\alpha d} \frac{1 - \mu e^{\lambda t}}{1 - \mu}$$

Für diesen Fall zeigt Abb. 1 den aus dieser Forme sich ergebenden zeitlichen Verlauf des gasverstärkte Stromes [5]. Er ist zur Zeit t=0 für x=0 (Kathode): j_0 , für x=d (Anode): $j_0 e^{\alpha d}$.

¹ Über die α (E) Abhängigkeit siehe Seite 215.

Üblicherweise wird der gasverstärkte Strom für ∞ angegeben:

$$(x, \infty) = j^-(x) = j_0 \frac{e^{\alpha x}}{1 - \gamma (e^{\alpha d} - 1)}$$
 (Townsendsche Formel).

Ist $\lambda > 0$ ($\mu > 1$), so wird

$$j(t) = j_0 e^{\alpha d} \frac{\mu e^{\lambda t} - 1}{\mu - 1} \sim j_0 e^{\alpha d} e^{\lambda t}.$$

diesem Falle steigt der Strom an bis der Umschlag die Glimmentladung stattfindet.

Ist
$$\lambda = 0 \ (\mu = 1)$$
, so wird

$$j(d, t) = j(d, 0) \left(1 + \frac{t}{\mu_+ t_+ + \mu_L t_-}\right),$$

h. ein mit der Zeit linear ansteigender Strom. Eine einfache Umformung ergibt für die Zeit, bis welcher der Strom von j $(d,0)=j_0\,e^{\alpha\,d}\,\mathrm{auf}\,j$ (d,t)=) angestiegen ist $(j_0 \neq 0)$

$$t = 1/\lambda \ln \left\{ \frac{1}{\mu} + \frac{\mu - 1}{\mu} \frac{j(t)}{j(0)} \right\}.$$
 (IV)

Gl. (IV) ist die von SCHADE [5] auf etwas andere eise abgeleitete Formel für den zeitlichen Stromstieg.

d) Ist $j_0 = 0$, so fällt Gl. (II) (stationärer Teil) eg. Es ergibt sich, daß eine einmal zur Zeit t = 0 startete Lawine bzw. eine Anzahl (n_0) zur gleichen it gestarteter Lawinen für

$$<0~(\mu<1)$$
 zeitlich abklingt: $n=n_0~e^{-|\lambda|~t}$ $>0~(\mu>1)$ zeitlich ansteigt: $n=n_0~e^{\lambda t}$ $=0~(\mu=1)$ zeitlich erhalten bleibt: $n=n_0^1$

= 1 ist die bekannte Bedingung für selbständige ntladungen, die besagt, daß jede Lawine für ihren achfolger sorgt. Kommt wie oben eine konstante instrahlung hinzu $(j_0 \neq 0)$ so steigt der Strom linear it der Zeit an.

Die gleichen Ergebnisse erhält man statt mit der Digen Integralgleichung mit Hilfe der Townsendschen ifferentialgleichungen. Über Meßergebnisse zur Beätigung dieser Berechnungen siehe [3] [5] [7].

3. Kanalaufbau.

Bei großen p d-Werten (p $d > \sim 1000 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$) klärt der Kanalaufbau, wie ihn die Nebelkammerafnahmen [8] erkennen ließen, den raschen Spanungszusammenbruch: Eine Elektronenlawine läuft ir Anode; erreicht dabei ihre Verstärkung $e^{\alpha x}$ einen enügend großen Wert (Kritische Verstärkung: $x\sim 20$) so bildet sich vom Lawinenkopf ausgehend it Hilfe der Raumladungsfelder und einer das Gas nisierenden Strahlung eine rasche Kanalentladung wohl in Richtung Anode wie in Richtung Kathode ıs, die zu einem Kathode und Anode überbrückenden orentladungskanal führt: "Einlawinen-Kanalaufu". Da letztere Entwicklung sehr rasch geht, ist e Aufbauzeit im wesentlichen durch die Lawinenufzeit bis zur kritischen Verstärkung gegeben. In em Vorentladungskanal setzt die in sehr kurzer Zeit erlaufende Entwicklung zum helleuchtenden Funkenanal ein. Die Diskussion dieses Mechanismus stellte die allgemeine Bedeutung des Kanalaufbaus für den Durchschlag bei großen $p\,d$ Werten heraus [9] [10].

4. Zwischengebiet.

Physikalische Vorstellung des Entladungsaufbaus und Berechnung der Aufbauzeit.

In dem Gebiet $1000 > p \, d > 10 \, \text{Torr} \cdot \text{cm}$ fehlten bisher Messungen, aus denen über den hier vor sich gehenden Mechanismus geschlossen werden konnte.

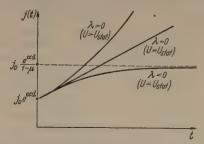


Abb. 1. Zeitlicher Verlauf des Stromes im Außenkreis j (t) bei verschiedenen Werten der angelegten Spannung U bzw. von μ .

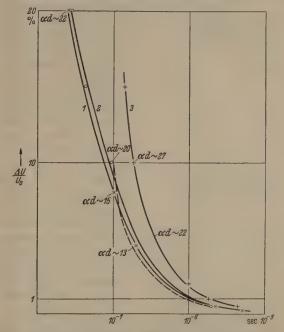


Abb. 2. Beobachtete Aufbauzeiten als Funktion der Überspannung ($\Delta U/U_0$). Kurve 1: 250 \times 0,4 Torr·em (αd) stat \sim 9. Kurve 2: 760 \times 0,3 Torr·em (αd) stat \sim 12. Kurve 3: 760 \times 1,0 Torr·em (αd) stat \sim 16.

An einzelne Punkte der Kurven sind die zugehörigen α d-Werte eingetragen. Die gestrichelte Kurve gibt die für 250×0.4 Torr·cm (Kurve 1) berechneten Werte wieder s. Formel (VIII).

Diese wurden vor kurzem von Gänger sowie Fisher und Bederson geliefert. Diese Autoren maßen die Aufbauzeit einer Entladung bei mittleren p d-Werten und geringen Überspannungen, ein Gebiet, in dem eine Lawine die kritische Verstärkung nicht erreicht (α d < 20), also kein Kanalaufbau zur Erklärung herangezogen werden kann. Obgleich aber die kritische Verstärkung nicht erreicht wird, liegt die Aufbauzeit je nach Überspannung bei einigen 10^{-7} bis zu vielen 10^{-6} sec, sie ist also immer noch um mindestens eine Größenordnung kürzer als beim Townsend-Aufbau. Um dieses interessante Übergangsgebiet zwischen Kanalaufbau und Townsend-Aufbau zu verstehen, sollen die folgenden Bemerkungen dienen

In der Abb 2 sind einige Messungen der Aufbauzeit abhängig von der Überspannung nach Gänger

¹ Es kommt praktisch nicht vor, daß im Falle $j_0 = 0$ und = 1 eine Lawine bis $t = \infty$ bestehen bleibt. Schwankungen in er Ausbeute, die oben nicht berücksichtigt sind, führen enteder zu einem Abklingen oder zu einem Ansteigen der awinenentladung.

und Fisher und Bederson zusammengestellt. Bei höheren Überspannungen (5–10%) verkürzt sich die Aufbauzeit auf weniger als $1\cdot 10^{-7}$ sec. Da hier $\alpha \ d>20$ wird, liegt Kanalaufbau vor. Bei Unterschreiten von etwa 5–10% Überspannung steigt die Aufbauzeit über 10^{-7} sec an und erreicht bei Annäherung an die statische Spannung bis zu 10^{-4} sec. Da sich hier ein Funkenkanal ausbildet, muß auch hier der Kanalaufbau im Spiel sein. Überlegt man näher die Vorgänge, so hat man folgenden Tatbestand: Innerhalb eines Spannungsstoßes von ca. $5\cdot 10^{-7}$ sec werden durch Fremdstrahlung von außen ca. 10 Elektronen ausgelöst. Jede Lawine läuft innerhalb ca. 10^{-7} sec zur Anode. Da keine kritische Ver-

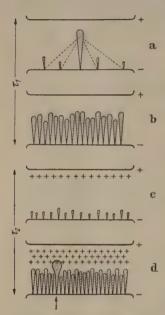


Abb. 3. Schematische Darstellung des Durchschlages bei mittleren p.d-Werten. (a) Eine Primärlawine erzeugt Sekundärlawinen durch Photoeffekt. (b) Die zunehmende Zahl von Photolawinen füllt die Entladungsstrecke an, diese Füllzeit ist mit \(\tau_1 \) bezeichnet. (c) Die Photolawinen entwickeln sich von jetzt ab im nahezu homogenen Raumladungsfeld ihrer Vorgänger. (d) Das Raumladungsfeld ist so angewachsen, daß in einer Lawine (†) die kritische Verstärkung erreicht wird und in ihr der Kanalaufbau mit anschließendem Umschlag in den Funken einsetzt.

ladung und ihre quantitative Bedeutung für die Erzeugung von Nachlieferungselektronen ist vorhanden [11], [12]. Da diese Photoelektronen mit geringer Wahrscheinlichkeit am Fußpunkt der Mutterlawine ausgelöst werden, kommt die Folgelawine nicht in den Genuß der Raumladung ihrer Vorgängerin, so daß der rasche Stromanstieg auch hier nicht erreicht wird.

Es läßt sich jedoch mit den Elementen Raumladung und Photoelektronen auf folgende Weise ein Mechanismus angeben, der in erster Näherung zu einer Übereinstimmung mit den Beobachtungen führt: Die Zahl der Photoelektronen, von der Strahlung eine Lawine ausgelöst, sei in bekannter Weise $\gamma_L (e^{\alpha d} - 1) = \mu_L$. Bei statischer Spannung sei $\mu_L = \mu^0_L = 1$. Mit zunehmender Spannung wächst $\mu_L = \gamma_L (e^{\alpha d} - 1) \sim \gamma_L e^{\alpha d} = \gamma_L e^{\alpha_0 d} + ^{4\alpha d} = e^{d\alpha \cdot d}$ entsprechend an, da mit der zunehmenden Zahl von Ionisierungsakten die Zahl der Quanten zunimmt. Da $\mu > 1$, so folgen den n_0 Primärlawinen in den folgenden Generationen eine zunehmende Zahl von Photoelektronenlawinen

 $n_0 \mu, n_0 \mu^2, \cdots n_0 \mu^r$ (Abb. 3a). Ist die Zahl der I winen so weit angewachsen, daß sie etwa gleich de Quotienten $\left(\frac{F}{f}\right)$ aus Elektrodenfläche F und Queschnitt f einer Lawine wird, also $n_0 \mu^{r_1} \sim \frac{F}{f}$ ist, wird die Entladungsstrecke von der Fläche F mit I winen nahezu gleichmäßig angefüllt, Abb. 3 b. I hierbei verstrichene Zeit ist $\tau_1 = r_1 t_-$, wenn t_- Laufzeit einer Lawine ist, worin

$$v_1 = \frac{\ln \frac{F}{f} \frac{1}{n_0}}{\ln \mu} \tag{}$$

ist.

stärkung eintritt, laufen

die Elektronen in die

Anode, die positiven Ionen rücken et wa 0,1 cm

zur Kathode und damit

wäre der Vorgang beendet. Hiermit erreicht

man also weder eine Stromsteigerung noch

eine Funkenbildung. Eine Raumladungswirkung, an die sofort ge-

dacht wird, kommt nicht zur Wirkung, da die nadelförmigen Lawinen, deren Fläche etwa

10⁻² cm² beträgt, keine Chance haben, sich zu

eine

Stromsteigerung zu er-

halten, wird man daher

an den Photoeffekt den-

ken, wobei Photoelek-

tronen mittels der aus

der Lawine kommenden

Strahlung aus der Ka-

thode befreit werden.

Der experimentelle

Nachweis dieser Strah-

lung in der ebenen Ent-

rasche

überdecken.

Um

Man hätte auch unter Berücksichtigung der Tatsache, die positive Raumladung stehen bleibt, die Summe der I winen $n_0 (1 + \mu + \mu^2 + \mu r_1' - 1) = n_0 \frac{\mu r_1' - 1}{\mu - 1} \sim F/f$ setz können. Dies ergibt

$$\nu_{\mathbf{1}^{'}} = \frac{\ln \; (1 + (\mu - 1) \; F/f \cdot {}^{1}/n_{0})}{\ln \mu} \, .$$

Dieser Ausdruck ergibt für $\mu-1\sim 1$ keine wesentlich von verschiedene Zahlenwerte. Bei zu großen Werten von v_1' lwegt sich während der Füllzeit die positive Raumladu merklich von der Stelle. Um die Gültigkeit der folgend Betrachtungen zu sichern, sollte die Strecke, um die sich o Ionen bewegen, höchstens $^1/_{10}$ des Elektrodenabstandes sei

$$v_+ \tau_1 \sim \frac{1}{10} d \text{ oder mit } v_+ = \frac{d}{t_+} \text{ und } \tau_1' = v_1' t_-$$

$$= v_1' \frac{d}{v} \text{ wird } v_1' \sim \frac{1}{10} \frac{v_-}{v_+}.$$

In Luft ist $\frac{v_-}{v_+} \sim 100\,$ d.h. $\nu_1^{\prime\,+} \sim 10$. In Füllzeiten größer aca. 10^{-6} sec ist also der Ausdruck für ν_1^{\prime} nicht mehr gültig. Im folgenden wird mit dem oben angegebenen Ausdruck für gerechnet.

Die weiteren Photolawinenfolgen $n_0 \mu^{y_1+1}$, $n_0 \mu^{y_1+1}$ laufen von nun an im homogenen Raumladungsfel ihrer Vorgänger, (2. Stufe der Entwicklung, Abb. 3c Die Folge ist ein Anwachsen von α d. h. der Ion sierungsausbeute jeder Lawine und damit der Raumladung. Schließlich erreicht eine Lawine (s. Pfeil i Abb. 3d) eine Verstärkung $e^{\int \alpha dx} = e^{20}$, so daß i dieser die Kanalbildung einsetzt (Abb. 3d). Man kan daher diesen Mechanismus als Mehrlawinen-Kana aufbau im Gegensatz zu dem Einlawinen-Kanalau bau (Teil 3 S. 213) bezeichnen.

Diese Photolawinen sind natürlich auch im Ge biet des Kanalaufbaus bei größeren p d-Werten vor handen, in dem bereits eine Lawine bei ihrem erste Ablauf zum Kanalaufbau führt. Ein experimentelle Anhalt hierfür besteht darin, daß zur Verfolgung de Kanalentwicklung aus der ersten Elektronenlawine i der Nebelkammer ein unternormales Expansions verhältnis gewählt werden mußte [8]. Bei Verwendun eines normalen Expansionsverhältnisses und eine Lawinenverstärkung nahe bei $\alpha x \sim 20$ war die ge samte Kammer von Nebel erfüllt, der sehr wahr scheinlich durch Photoeffekt erzeugt wurde¹. Letztere wird auch durch die Versuche von Schwiecker [12] be stätigt, der die ultraviolette Strahlung einer Elektronen lawine untersuchte. Diese Photolawinen sind aber im Fall des Einlawinen-Kanalaufbaus ohne Wirkung da sie infolge des kurz nach ihrer Auslösung vor sich gehenden Spannungsabfalles (ca. einige 10⁻⁸ sec), de

¹ Zur Untersuchung der Elektronenlawine selbst, also nicht der Kanalentladung, mußte natürlich das normale Expansionsverhältnis genommen werden.

rch die Funkenbildung in der ersten Lawine zumde kommt, in ihrer Entwicklung gestoppt werden. Um die Zahl der Lawinenfolgen ν_2 zu errechnen, d damit die Zeit $\tau_2 = \nu_2 t_-$, die notwendig ist, um ch Auffüllen der Entladungsstrecke mit Raum-

lung den Verstärkungsfaktor von $e^{\alpha_0 d}$ auf $e^{0 \alpha d x} = e^{20}$ steigern, wird folgende Rechnung ausgeführt:
An der Entladungsstrecke liegt das elektrostatische

Id E_0 , das durch die Anwesenheit der positiven numladung ϱ_+ um E_r erhöht wird. Es ist $\frac{d \, \Delta E r}{dx} = 2 \, \ell \, \varrho_+$, wo $\Delta = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}} \frac{\text{Coul}}{\text{cm} \cdot \text{Volt}}$ ist und $\varrho_+ = \frac{\varepsilon \, d n_+}{f \cdot dx}$ it $n_+ = (e^{\alpha \, x} - 1)$ und f Lawinenquerschnitt. Als reinfachung ist also hier angenommen, daß der winenanstieg sich nicht durch die Raumdung ändert. Die Integration mit der Bedingung

$$(E_0 + E_r) \, dx = U_0 \quad ext{oder} \quad \int\limits_0^d E_r \, dx = 0 \quad ext{ liefert.}
onumber \ E_r^{(1)} = rac{arepsilon}{arDelta \cdot f} \Big\{ e^{lpha \cdot x} - rac{e^{\,lpha \, d}}{lpha \, d} \Big\} \, .$$

Der Vorgang ist nun folgender: In diesem Feld $=E^0+E_r^{(1)}$ laufen μ Elektronen mit dem Stoßnisierungs-Koeffizienten α_1 . Diese erzeugen

$$E_0 = E_0 + E_r^{(2)}$$
, wo $E_r^{(2)} = \mu \frac{\varepsilon}{\Delta \cdot f} \left\{ e^{\cdot \alpha_1 x} - \frac{e^{\alpha_1} d}{\alpha_1 d} \right\}$ ist. ach ν_2 Lawinenabläufen ist das Feld $E = E_0 + E_r^{(\nu)}$ it $E_r^{\nu} = \mu^{\nu-1} \frac{\varepsilon}{\Delta \cdot f} \left\{ e^{\alpha_{\nu} - 1 \cdot x} - \frac{e^{\alpha_{\nu} - 1 \cdot d}}{\alpha_{\nu} - 1 \cdot d} \right\}$. Damit der analaufbau einsetzt, muß $\int_0^d \alpha \, dx \sim 20$ werden.

Zur Berechnung dieses Integrals wird für α/p die von DDLBAUER[13] eingeführte Formel $\alpha/p = A (E/p - B)^2$, $= 1,35 \cdot 10^{-4}$, B = 28,8 gültig für E/p zwischen 36 and $120 \frac{\text{Volt}}{\text{cm} \cdot \text{Torr}}$ in Luft verwendet.

ur die $(\nu+1)$ -te Lawine wird

$$\int\limits_0^d \alpha \ dx = lpha_0 \ d + A/p \int\limits_0^d (E_r^{(r+1)})^2 \ dx$$

$$= lpha_0 \ d + 1/2 \ rac{A}{p \cdot \varDelta^2} rac{arepsilon^2 \ \mu^2}{f^2 \ lpha_y} \ e^{\ 2 \ lpha_y d} \ .$$

ist der bei der statischen Feldstärke gültige Stoßnisierungs-Koeffizient, der also um $\Delta \alpha$ erhöht wird.

Zur Vereinfachung (im ungünstigen Sinne) ertzen wir im Nenner α , und im Exponenten α , durch , d.h. wir nehmen neben dem letzten nur noch den orletzten Schub von Lawinen als wesentlich für den aumladungsaufbau an. Ohne diese Vereinfachung äre die Berechnung ungleich schwieriger. Mithin wird

$$\int\limits_{0}^{d} \alpha \ dx = lpha_0 \ d + 1/2 \ D \, \mu^{2\,
u} \ e^{D \, \mu^{2\,
u} - 2}$$
 $D = rac{A \ arepsilon^2}{A^2 \, f^2 \, p \, lpha_0} \ e^{2\, lpha_0 \, d} \ .$

Les muß nun $20-\alpha_0$ d=1/2 $D\,\mu^{2\,\nu}\,e^{D\mu^{2\,\nu}-2}$ sein, wordus $\nu=\nu_2$ zu bestimmen ist:

$$u_2=rac{1}{\ln\mu}\Bigl\{\ln\sqrt{rac{2\;(20-lpha_0\;d)}{D}}-rac{D}{2\;\mu^2}\,\mu^{2\;
u_1}\Bigr\}\,.$$
 Da $rac{D}{2\;\mu^2}\,\mu^{2\;
u_1}$ im allgemeinen gegen 1 zu vernachlässigen

ist, wird genügend genau

$$v_2 = \frac{\ln 2 (20 - \alpha_0 d) - \ln D}{2 \ln \mu}$$
 (VI)

oder $\tau_2 = \nu_2 \cdot t_-$.

Die gesamte Aufbauzeit $\tau=\tau_1+\tau_2=(\nu_1+\nu_2)\ t_-$ wird also auf Grund der Formeln (V) und (VI)

$$au = t_- \left\{ rac{\ln F/f \cdot 1/n_0}{\ln \mu} + rac{\ln \sqrt{rac{2 (20 - lpha_0 d}{D}}}{\ln \mu}
ight\}$$

oder

$$\tau = t_{-\frac{R}{\ln u}}, \qquad (VII)$$

wo

$$R = \frac{1}{2} \ln \, \frac{2 \, (20 - \alpha_0 \, d) \, \varDelta^{\, 2} \, F^{\, 2} \, p \, \alpha_0}{A^2 \, \varepsilon \, n_0^2} - \alpha_0 \, d \; .$$

Um die Abhängigkeit von der Überspannung $\Delta U/U_0$ zu ermitteln, benutzen wir die Jodlbauersche Formel für α/p (s. o.) und erhalten, wenn $\mu=\mu_0~e^{\Delta\alpha\cdot d}$

gesetzt wird, also
$$\mu = \mu_0 e^{G \cdot \frac{\Delta U}{U_0}}$$
, wo

$$G = 2A \frac{E_0}{p} \left(\frac{E_0}{p} - B \right) p d$$

ist:

$$au = t_- rac{R}{\ln \mu_0 + G rac{arDeta}{U_0}}.$$

Nehmen wir $\mu_0 = 1$, so folgt

$$au = rac{R/G \cdot t_-}{\Delta U/U_0}$$
 oder $au \cdot rac{\Delta U}{U_0} = ext{const}$ (VIII).

Vergleich mit Beobachtungen.

Formel (VIII) ergibt für den Zusammenhang zwischen der Aufbauzeit τ und der relativen Überspannung $\Delta U/U_0$ eine Hyperbel, was dem beobachteten Zusammenhang ungefähr entspricht, wie ein Blick auf Abb. 2 zeigt. In dieser Abb. sind aus den Gänger-Fisher-Kurven für die angegebenen pd-Werte $(p=250~{\rm Torr},~d=0,4~{\rm cm};~p=760~{\rm Torr},~d=0,3~{\rm cm}$ und $p=760~{\rm Torr},~d=1~{\rm cm})$ die Beobachtungen zusammengestellt und die berechnete Kurve eingetragen $(p=250~{\rm Torr},~d=0,4~{\rm cm})$. Der Vergleich zeigt, daß der allgemeine Verlauf von $\tau=f(\Delta U/U_0)$ wiedergegeben wird und die zahlenmäßige Übereinstimmung (s. Tabelle 1) für $p=250~{\rm Torr}$ und $d=0,4~{\rm cm}$ gut ist, und für $p=760~{\rm Torr}$ und $d=1~{\rm cm}$ annähernd vorhanden ist.

Tabelle 1. Vergleich der beobachteten und berechneten Aufbauzeit τ (in 10^{-8} sec) abhängig von der relativen Überspannung in %

| % | rbeob. | 7ber. | τ, | τ ₂ |
|----|-----------|-------|-----|----------------|
| /2 | ~250 | 196 | 140 | 56 |
| /2 | ~120 | 98 | 70 | 28 |
| 5 | ~ 25 | 19 | 14 | 5 |
| 10 | ~ 9 | 10 | 7 | 3 |

| $760 \times 1 \text{ (Torr } \times \text{cm)}.$ | | | | | | | | |
|--|---|-----------------------|----------------------|-------------------|--|--|--|--|
| % | Theob. | Ther. | τ, | Fg | | | | |
| 1/2 1 5 10 | $ \begin{array}{c} \sim 630 \\ \sim 230 \\ \sim 45 \\ \sim 25 \end{array} $ | 192 96 19 10 | 176 88 17 9 | 16 8 2 1 | | | | |

In Tabelle 1 ist außerdem die berechnete Gesamtaufbauzeit in τ_1 (Füllzeit) und τ_2 (Formel VI) aufgeteilt. Bei 250 Torr und $d\!=\!0,4$ cm ergibt sich

$$au = 3.1 \cdot 10^{-8} rac{R}{\ln \mu} = rac{98 \cdot 10^{-8}}{\Delta U/U_0} \sec$$

und

$$au_1 = rac{71}{AU/U_0} \cdot 10^{-8} \; {
m sec} \; .$$

Es ist also $\tau_2 = \tau - \tau_1$ fast die Hälfte von τ_1 . Für 760 Torr und 1 cm wird

$$au = rac{96}{arDelta U/U_0} \cdot 10^{-8} \sec$$

und

$$au_1 = rac{88}{\Delta U/U_0} \cdot 10^{-8} {
m sec},$$

d.h. τ_2 ist etwa $^1/_{10}\,\tau_1$. Als Lawinenquerschnitt wurde für 250×0.4 Torr · cm : b=0.02 cm, (woraus $f=b^2$ folgt), für 760×1 Torr · cm : b=0.03 cm angesetzt, das ist jeweils etwa der doppelte Wert des Durchmessers, innerhalb dessen die Hälfte der Ladungsträger liegt. Es zeigt sich also, daß die Füllzeit für beide pd-Werte nahezu die gleiche ist, während τ_2 bei größerem pd kleiner wird. Dies hängt offenbar damit zusammen, daß mit größerem pd-Wert die Ionisierungsausbeute $e^{\alpha\,d}$ einer Lawine anwächst, die zu einer stärkeren Raumladungswirkung und damit zu einem rascheren Erreichen des Wertes $\alpha\,d=20$ führt.

Die Beobachtung ergab, daß eine Änderung der durch Fremdstrahlung ausgelösten Photoelektronendichte im Verhältnis $1\colon 10$ an den Aufbauzeiten nichts änderte [2]. Die in Formel (VII) Seite 215 bestehende logarithmische Abhängigkeit der Aufbauzeit von n_0 ist damit in Übereinstimmung.

Weiterhin zeigen die Messungen der Aufbauzeit, daß diese in Luft vom Druck nahezu unabhängig ist, hingegen eine ausgeprägte und zwar nahezu proportionale Abhängigkeit vom Abstand aufweist. Berechnet man z. B. für 760 Torr und für die Abstände 0,4 und 1 cm die Aufbauzeiten nach Formel (VIII), so erhält man für

$$\begin{split} 760 \times &0,4 \; \text{Torr} \cdot \text{cm} : \tau = \frac{38}{\varDelta U/U_0} \cdot 10^{-8} \, \text{sec} \\ 760 \times &1,0 \; \text{Torr} \cdot \text{cm} : \tau = \frac{96}{\varDelta U/U_0} \cdot 10^{-8} \, \text{sec} \; . \end{split}$$

Diese Proportionalität der Aufbauzeit mit dem Elektrodenabstand ist in Übereinstimmung mit der Beobachtung. Weniger befriedigend fällt dieser Vergleich zwischen Beobachtung und Rechnung bei tieferen Drucken aus.

Was die Druckunabhängigkeit betrifft, so ist bei einem Abstand von 1 cm

$$\begin{split} 250\times1~\text{Torr}\cdot\text{cm}:\tau=&\frac{110}{\varDelta U/U_0}\cdot10^{-8}~\text{sec}\\ 760\times1~\text{Torr}\cdot\text{cm}:\tau=&\frac{96}{U/\varDelta U_0}\cdot10^{-8}~\text{sec}\,, \end{split}$$

d.h. die Aufbauzeit ist in diesem Falle nahezu unabhängig vom Druck. Die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Rechnung hört jedoch bei tieferen Drucken auf.

Im ganzen genommen kann man sagen, daß der allgemeine Verlauf der Abhängigkeit Aufbauzeit-Überspannung richtig wiedergegeben wird. Um auch die Details vollständig zu beschreiben, erscheint es notwendig, die Wirkung des Photoeffektes genauer zu berücksichtigen. Diese äußert sich vor allem da daß μ_L^0 für $U = U_0$ sicherlich verschieden von 1 s wird und vermutlich Werte annehmen kann, die vo abhängig sind. Der Einfluß des Wertes von μ_L^0 die Aufbauzeit kann erheblich sein wie die For. (VIII) zeigt. Wie weit ein Einfluß der Feldstär abhängigkeit von γ_L ins Spiel kommt, kann mang Beobachtungen noch nicht entschieden werd Leider sind experimentelle Angaben über den Pho effekt in diesem pd-Bereich nicht vorhanden, so zur Klärung dieser Fragen weitere Beobachtung abgewartet werden müssen. Vielleicht erklärt s auch die Beobachtung von Kachikas und Fisher daß in Sauerstoff - im Gegensatz zu Luft -Aufbauzeit vom Druck sehr abhängig ist auf Gru eines anderen photoelektrischen Verhaltens.

Übergang zum Kanalaufbau.

Beim Übergang zu höheren pd-Werten bei stischer Feldstärke oder bei Verwendung von Übspannungen bei mittleren $p \cdot d$ -Werten (kleiner $< \sim 1000 \, \mathrm{Torr} \cdot \mathrm{cm}$) erfolgt der Anschluß an Gebiet des Kanalaufbaus. Die Beobachtungen zeig daß die Aufbauzeit bei Erreichen des Kanalaufbagebietes stetig verläuft. Theoretisch läßt sich dleider noch nicht verfolgen, da die Kanalaufbauz nicht genau berechnet werden kann. Es ist nur e Abschätzung der Zeit möglich, die die Lawine bis ihrer kritischen Verstärkung benötigt [6 (S. 395)], daran anschließende Zeit der eigentlichen Kanentwicklung bis zum Spannungsabfall ist der Irechnung noch nicht zugänglich.

$\ddot{U}bergang\ zum\ Ionisierungsspiel-Aufbau.$

Nach kleineren $p \cdot d$ -Werten hin, in der Gege von 10 Torr \cdot cm, schließt sich der Townsendaufb an. Dies versteht man dadurch, daß (a) bei größer E/p-Werten (kleinen pd-Werten) die Ionisierung ausbeute einer Lawine bei geringen Feldverzerrung kaum anwächst und (b) die Photoelektronenzahl folge des stark verringerten αd -Wertes sehr abnimn

Zu (a). Die obige Betrachtung für die Zeit τ₂ hat

zur Voraussetzung, daß die Ausbeute der Elektrone stoßionisierung von der Raumladung abhängt u zwar durch sie erhöht wird. Von Engel u STEENBECK [3] haben gezeigt, daß die Ionisierung ausbeute vom 2. Differentialquotienten $\frac{d^2\alpha}{dE^2}$ abhäng $rac{d^2 lpha}{dE^2} > 0$ bedeutet Erhöhung, $rac{d^2 lpha}{dE^2} < 0$ bedeutet H niedrigung der Ionisierungsausbeute. Für Luft wi $\frac{d^2 \alpha}{dE^2} = 0$ (Wendepunkt), wenn E/p den Wert von 150 d reicht. Diesem Wert $E/p \sim 150$ entspricht im eben Feld im statischen Falle $pd \sim 10 \, \mathrm{Torr} \cdot \mathrm{cm}$ (kleine Wei von pd bedeuten große E/p-Werte). Man wird dah erwarten, daß der Einfluß der Raumladung bei u unterhalb $pd \sim 10 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$ aufhört, d.h. die Zeit wird beliebig groß, ausgenommen, man geht zu se hohen Überspannungen von 50% und mehr über.

Zu (b). Bei kleinem pd-Wert ist die Ionisierung ausbeute einer Lawine ($e^{\alpha d}$) erheblich kleiner als begroßem pd-Wert. Z. B. pd=10 Torr·cm: αd =pd=100 Torr·cm: αd =11; pd=760 Torr·cm: αd =16. Wenngleich mit steigendem E/p die Lichtaubeute größer wird, so ist bei diesen pd-Wert

 $>\mu_L$ [7], d. h. die Zahl der durch Ionenstoß bildeten Nachlieferungselektronen größer als die r Photoelektronen.

Aus diesen beiden Gründen ist ein Mechanismus e oben geschildert nicht möglich. Es schaukelt sich her der Strom wie in Teil 2 beschrieben auf, die Raumlung verzerrt das Feld, aber erhöht nicht wesenth die Ionisierungsausbeute. Erst bei großen Feldrzerrungen beginnt der Raumladungseinfluß und wird merklich von Null verschieden, so daß dann sch das Kippen der Entladung bewirkt wird. Die it bis zu diesem Kippen erfolgt daher im wesenthen ohne Einfluß der Raumladung, wie auch exrimentell erwiesen ist [5], so daß die Formeln des iles 2 gültig sind.

Zusammenfassung.

Der Aufbau einer elektrischen Entladung, — von r Elektronenlawine bis zur Stromsteigerung, die m Spannungsabfall an der Entladungsstrecke führt, geschieht bei geringen pd-Werten (ca. 10 Torr·cm) Form von Ionisierungsspielen. Die für diesen wursendaufbau maßgebenden Größen werden zummenfassend dargestellt. Bei großen pd-Werten > 1000 Torr·cm) geht der Aufbau als Kanalaufbau r sich "Einlawinen-Kanalaufbau". In letzter Zeit irden Messungen im dazwischen liegenden pd-Beich ausgeführt, die in der vorliegenden Arbeit mit ilfe eines "Mehrlawinen-Kanalaufbaus" erklärt wern. Dieser beruht auf folgender Annahme: Mit Hilfe

des photoelektrischen Effektes erzeugt eine Elektronenlawine Nachfolgelawinen. Nach Ablauf einer gewissen
Anzahl von Lawinengenerationen ist die Zahl der Lawinen so groß geworden, daß sie die Entladungsstrecke
nahezu gleichmäßig anfüllt. Mindestens im folgenden
Lawinenschub werden sich also die Photolawinen überdecken, so daß von jetzt ab infolge der Raumladung
die Ionisierungsausbeute und Strahlungsausbeute
jeder Folgelawine ansteigt. Schließlich wird in einer
dieser Lawinen die kritische Verstärkung erreicht und
die Kanalbildung tritt ein. Die Berechnung der Gesamtaufbauzeit führt im allgemeinen zur Übereinstimmung mit den Beobachtungen.

Literatur. [1] GÄNGER, B.: Arch. Elektrotechn. 39, 508 (1949). — [2] FISHER, L. H., u. B. BEDERSON: Phys. Rev. 75, 1324, 1615 (1949), ausführliche Arbeit Phys. Rev. 81, 109 (1951), KACHIKAS, G. A.: u. L. H. FISHER: Phys. Rev. 79, 232 (1950). LOEB, L. B.: Phys. Rev. 81, 287 (1951). — [3] ENGEL, A. v.: u. M. STEENBECK: Elektr. Gasentladungen, B. II, S. 179. — [4] BARTHOLOMEYCZYK, W.: Z. Phys. 116, 235 (1940). — [5] SCHADE, R.: Z. Phys. 104, 487 (1937). — [6] RAETHER, H.: Z. Phys. 117, 378 (1941). — [7] GUGELBERG, L. v.: Helv. Phys. Acta 20, 250, 307 (1947) — [8] RAETHER, H.: Z. Phys. 112, 464 (1939). — [9] RAETHER H.: Naturwiss. 28, 749 (1940). — Z. Phys. 117, 394, 524 (1941); Erg. exakt. Naturwiss. 22, 73 (1949). — [10] LOEB, L. B., u. J. M. MEEK: J. appl. Phys. 11, 438, 459 (1940), sowie The Mechanism of the Electric Spark (Oxford 1941). MEEK, J. M.: Phys. Rev. 57, 722 (1940). — [11] COSTA, H.: Z. Phys. 113, 53 (1949); 116, 508 (1940). — [12] SCHWIECKER, W.: Z. Phys. 116, 562 (1940). — [13] JODLBAUER, J.: Z. Phys. 92, 116 (1934).

Prof. Dr. HEINZ RAETHER,

Institut für Angewandte Physik, Hamburg, Jungiusstr. 4.

Wirkungsweise und Anwendung eines Doppel-Röntgenblitzrohres*.

Von Gustav Thomer, Weil/Rh.

Mit 11 Textabbildungen.

(Eingegangen am 21. Januar 1953.)

Seit den ersten Veröffentlichungen von Steen-Eck [1] und Kingdon und Tanis [2] ist die Röntgenhotographie mit extrem kurzen Belichtungszeiten ehrfach sowohl in physikalischer als auch techniher Hinsicht behandelt worden [3—8]. Im allgemeien wird dabei mit Einzelblitzen gearbeitet, d. h. von nem schnell verlaufenden Vorgang kann während essen Ablauf nur eine Aufnahme gemacht werden, die Erfassung verschiedener Bewegungsphasen wird urch Wiederholung des Vorganges mit geänderter erzögerungseinstellung der Blitzauslösung zu erreinen versucht.

Den ersten Ansatz zu Mehrfach-Aufnahmen stellt ie von Slack und Mitarb. [9] beschriebene Apparatur ar, die mit wiederholten Entladungen durch ein absechmolzenes Glasrohr arbeitet. Allerdings beträgt ie verwendete Bildfrequenz nur 100 sec⁻¹, während ir die meisten Anwendungen eine solche von etwa 06 sec⁻¹ wünschenswert wäre. Eine Grenzfrequenz, is zu welcher Mehrfachentladungen durch dasselbe cohr überhaupt möglich sind, wird von den Verf. icht angegeben; beim offenen Siemens-Stahlrohr egt sie nach unveröffentlichten Versuchen von Elle ei etwa 5.104 sec⁻¹. Auch die Bildtrennung durch

ei etwa 5.10⁴ sec⁻¹. Auch die Bildtrennung durch * Vorgetragen auf der Tagung der Phys. Ges. von Württ.-

ad.-Pfalz in Überlingen am 25. 4. 52.

mechanische Filmbewegung hat bei dieser Frequenz die Grenze ihrer Realisierbarkeit erreicht, selbst wenn man an eine lichtoptische Bildverkleinerung über Leuchtschirmabbildung denkt.

Im folgenden soll nun ein Doppelrohr beschrieben werden, welches zwei Entladungsstrecken in einem Vakuumgefäß vereinigt und die Anfertigung von zwei Röntgenblitzaufnahmen mit einem zeitlichen Abstand bis zu 10^{-6} sec gestattet. Die Bildtrennung erfolgt dabei ohne bewegte Teile durch Projektion.

Abb. 1 zeigt die Konstruktion im Längs- und Querschnitt. Der Vakuumraum ist aus einem Stahlblock herausgearbeitet, in welchen die 6 Elektroden von verschiedenen Seiten eingeführt sind. Da das Rohr speziell für Versuche mit weicher Strahlung vorgesehen war, ist es mit Cu-Anoden A und Cellophanfenstern F ausgerüstet. Die Anodenstäbe sind durch starkwandige mit Gummiringen gedichtete Glasrohre G isoliert. Die Anordnung der Elektroden im Einzelraum ist ähnlich derjenigen beim Siemens-Stahlrohr [6]. Die hohlkegelförmigen Kathoden K aus Chrommolybdänstahl sind an ihrer Basisseite mit einem Feingewinde versehen, sodaß sich der Abstand zwischen Kathodenrand und den ringförmigen Zündelektroden Z leicht auf den gewünschten Abstand von 0,2 mm einstellen läßt. Eine mit Silikon-Öl betriebene Diffusionspumpe wird direkt an das Rohr angeflanscht.

Von besonderer Bedeutung für ein einwandfreies Arbeiten des Doppelrohres ist die gegenseitige elektrische und optische Abschirmung der beiden Ent-

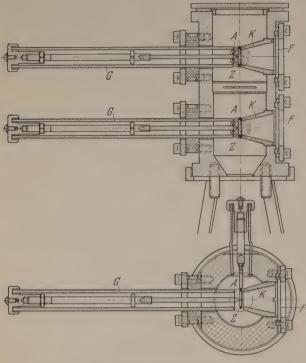


Abb. 1. Schnitt durch das Rohr.

ladungsräume. Zu diesem Zweck konnten die ebenfalls aus Abb. 1 zu ersehenden Blenden eingeführt werden. Auf die Versuche mit verschiedenen Blendenanordnungen soll weiter unten näher eingegangen werden.

Abb. 2 zeigt die Schaltung. Die beiden Entladungskapazitäten C_1 und C_2 von je $0.016\,\mu$ F werden

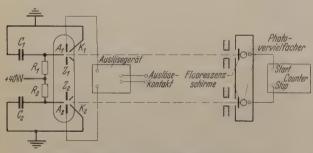


Abb. 2. Schaltung des Doppelrohres und Schema der elektrisch-optischen Zeitmessung.

von einer gemeinsamen Hochspannungsquelle über Hochohmwiderstände aufgeladen. Die Kathoden beider Entladungsstrecken sind mit dem geerdeten Rohrgehäuse verbunden. Die Auslösung erfolgt von einem mit Edelgas-Thyratrons und Stoßtransformatoren arbeitenden Auslösegerät, welches nach einem durch den Vorgang selbst gegebenen Anfangsimpuls zwei steile Spannungsstöße von 20 kV abgibt. Die Zeiten zwischen dem Eingangs- und dem ersten Auslöseimpuls, sowie zwischen dem ersten und zweiten Auslösestoß sind von $1-200\,\mu$ sec einstellbar mit einer Genauigkeit von $\pm\,2-5\,\mu$ sec. Da diese Genauigkeit für Geschwindigkeitsmessungen nicht in allen Fällen

ausreicht, und da außerdem zwischen Auslöseimpu und Röntgenblitz Verzögerungen bis zu $4\,\mu$ sec au treten können, wurde die tatsächlich zwischen de beiden Blitzen verstrichene Zeit mit einem $1\,\mathrm{MHz}-\mathrm{Ce}$ unter kontrolliert. Um hierbei alle induktiven Strungen zu vermeiden, ist die Zeitmeßeinrichtung völlt getrennt und gut abgeschirmt in $1\,\mathrm{m}$ Entfernung vo Rohr aufgestellt und rein röntgenoptisch angekoppel D. h. die Röntgenstrahlung fällt — für beide Stral lungsquellen durch Blenden getrennt — auf je eine



Abb. 3. Zeitmessung mit rotierender Schlitzscheibe, Umfangsgeschwindigkeit 90 m/sec.

kleinen Leuchtschirm kurzer Reaktionszeit. Da Fluoreszenzlicht wird durch Elektronenvervielfache in Spannungsimpulse umgewandelt und der Start- un Stopleitung des Counters zugeführt. Durch Kontrol versuche wurde festgestellt, daß

1. die Auslösung wirklich durch den Röntgenblit erfolgt und somit alle Störungen ausgeschaltet sin und

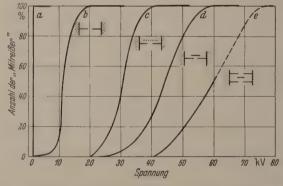


Abb. 4. Prozentualer Anteil der "Mitreißer" für verschiedene Blendensystem in Abhängigkeit von der Anodenspannung.

2. die gesamte Eigenverzögerung der Meßeinrich tung unter 1 u sec liegt.

Außer dieser elektronischen wurde auch eine ein fache mechanisch-röntgenographische Methode de Zeitmessung erprobt, welche mit rotierender Schlitz scheibe arbeitet und für längere Verzögerungszeiter ($\sim 100~\mu$ sec) in Frage kommt. Ein Beispiel zeigt die Aufnahme Abb. 3. Durch Kontrollaufnahmen mir ruhender Scheibe wird dabei die Parallaxe heraus korrigiert. Die Genauigkeit dieses Verfahrens is durch die Bildunschärfe begrenzt und lag in unserem Falle bei etwa 5.10^{-6} sec. (Umfangsgeschwindigkei der Scheibe: 90~m/sec).

Die Versuche zur Prüfung der Wirksamkeit ver schiedener Blendenanordnungen zur Abschirmung de beiden Entladungsräume gegeneinander wurden in Weise durchgeführt, daß beide Kondensatoren geladen, jedoch nur eine Zündelektrode mit einem annungsimpuls beaufschlagt wurde. Bei verschienen Spannungen wurde nun beobachtet, ob die Entung an der anderen Strecke mitgezündet wird oder ht. Das Ergebnis längerer Meßreihen ist in Abb. 4 getragen. Die Ordinate gibt die Prozentzahlen der litreißer", Parameter ist die Blenden-Anordnung, aus den eingezeichneten Schemata ersichtlich ist. szisse ist die Anodenspannung:

a) Bei völlig offenem Durchgang, d. h. ohne jede ende wird praktisch bei jeder Zündung der einen tladungsstrecke die andere mitgezündet.

b) Einfache Lochblende, d. h. Messingscheibe mit mm Bohrung: bei 10 kV Anodenspannung besteht on 50%ige Wahrscheinlichkeit für das Mitzünden

r zweiten Entladungsstrecke.

c) Lochblende mit Drahtgitter, d. h. völlige eleksche Abschirmung: die Kurve wird zu etwas höheren annungen verschoben, jedoch ist die gegenseitige einflussung noch so groß, daß sie ein unabhängiges nktionieren der beiden Röntgenquellen bei einer triebsspannung von 40 kV unmöglich macht.

d) Lochblende mit darüber liegender Dachblende:

gebnis etwa wie bei c).

e) Dreistufiges Blendensystem (s. Schema): kein Itzünden der zweiten Entladung bis zu 40 kV Aufdespannung.

Im Verlaufe dieser Versuche stellte es sich heraus, ß eine solche Anordnung zweier Entladungsräume i geeignetes Gerät zum Studium des Vakuumrchschlages selbst darstellt. Aus der Beobachtung r Durchzündung bei verschiedenen Blenden und osorbein zwischen den beiden Räumen lassen sich teressante Rückschlüsse ziehen auf den noch weithend ungeklärten Mechanismus der Lawinenbiling beim Hochvakuumdurchschlag. In dieser Hinht gemeinsam mit E. Fünfer angestellte Versuche d deren Deutung sollen in einer späteren Arbeit sführlich behandelt werden. Hier begnügen wir uns nächst mit dem Ergebnis, daß durch ein Blendenstem gemäß e) der unabhängige Betrieb der beiden öntgenquellen im Doppelrohr bis zu einer Spannung n 40 kV gesichert ist.

Ein wichtiges Anwendungsgebiet des beschrienen Doppelrohres ist die Vermessung von Verdichngswellen in Gasen. Gegenüber lichtoptischen Auf-Ihmen hat man erstens den Vorteil, daß bei der Röntinphotographie die Störung durch das Eigenleuchten s die Stoßwelle erzeugenden Vorganges (Funkentladung, elektrische Verdampfung eines Drahtes w.) fortfällt; zweitens ist die Röntgenabsorption id damit die Schwärzung auf dem Film ein direktes aß für die Dichteänderungen des zu untersuchenden ases. An Flüssigkeiten wurden Röntgenblitzauf-Verdichtungswellen bereits ahnen von Chaaffs [10], Schaaffs u. Trendelenburg [11] soe Schall [12] durchgeführt. Einzelaufnahmen von oßwellen in Gasen wurden vom Verf. bereits früher meinsam mit R. Schall veröffentlicht [13].

Bei Cu-Anoden und 40 kV Aufladespannung entilt das Spektrum einen hohen Anteil an Kupfer-Krahlung. Die Halbwertsdicke von Cellophan beägt für diese Wellenlänge 0,8 mm, so daß die Abrytion in den verwendeten Fenstern von 0,1 mm och gering ist. Für Luft von Atmosphärendruck be-

trägt die Halbwertsschicht 70 cm, erlaubt also selbst bei 12facher Verdichtung in der Stoßwelle (höhere Werte sind für Luft nicht zu erwarten) bei den anwendbaren Schichtdicken (~ 1 cm) noch kaum eine Registrierung der Verdichtungswellen. Mischt man jedoch der Luft ein schweratomiges Gas bei, so kann man leicht die Absorption auf günstigste Kontrastbedingungen einstellen. Als geeignet hierfür erwiesen sich Methyljodid (Dampfdruck bei 20°: 340 Torr) und Äthyljodid (Dampfdruck bei 20°: 110 Torr).



Abb. 5. Bildtrennung durch Projektion.

Der zu untersuchende Vorgang spielt sich in einer mit Spannungsdurchführungen versehenen Pertinaxküvette ab, deren mit Bleiblech belegte Kanten gemäß Abb. 5 gleichzeitig als Blenden für die projektive Bildtrennung dienten. Die Küvette ist mit gummigedichteten Cellophanfenstern abgeschlossen. Durch Hineinbringen eines Tropfens Äthylbzw. Methyljodid wird die Luft in diesem Raum mit dem Dampf der betreffenden Substanz gesättigt.



Abb. 6. Durch Funkenüberschlag zwischen Spitzen erzeugte Knallwelle in Luft mit Zusatz von Methyljodid-Dampf. Zeit zwischen a und b: 8 μ sec.



Abb. 7. Zylindrische Stoßwelle, erzeugt durch in Blickrichtung gespannten verdampfenden Draht. Zeit zwischen a und b: 2 µ sec.

Abb. 6 zeigt die Aufnahme einer durch Funkenüberschlag erzeugten Knallwelle (Entladung von 0,4 μ F bei 35 kV). Die aus dem Schwärzungsverhältnis errechnete Verdichtung beträgt 2,5. Die zuerst ellipsoidförmige Welle hat sich auf dem zweiten Bild schon der Kugelwelle angenähert. Aus dem Zeitabstand von 8 μ sec zwischen den beiden Aufnahmen ergibt sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit in der Mitte zu 875 m/sec.

Die in Abb. 7 wiedergegebene Zylinderwelle wurde durch stoßartige Verdampfung eines in Blickrichtung ausgespannten 0,1 mm starken Cu-Drahtes erzeugt. Die elektrische Energie zur Verdampfung des Drahtes betrug 320 Wattsec. Man sieht deutlich, daß die Dichte im Innenraum geringer ist als im ungestörten Außengebiet. Die Geschwindigkeit der Welle bestimmt sich aus der Doppelaufnahme und der zugehörigen

Zeitdifferenz von 2μ sec zu ~ 1000 m/sec.



Abb. 8. Ebene Stoßwelle von links nach rechts über Zylinder laufend. Zeit zwischen a und b: 5μ sec.

Will man die Dichteund Geschwindigkeitsmessung zur Bestimmung des Druckes in der Stoßfront benutzen, so ist es vorteilhaft, mit ebenen Wellen zu arbeiten, da für die stationäre, ebene Stoßwelle die Beziehung

$$P =$$
Druck in der Stoßwelle $V =$ Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Stoßwelle

 $\varrho_0 = \text{Ruhedichte}$

 $\varrho_1 = \text{Dichte in der Stoßwelle}$

ganz allgemein gilt. Eine ebene Stoßwelle läßt sich unter den gegebenen Verhältnissen am besten durch

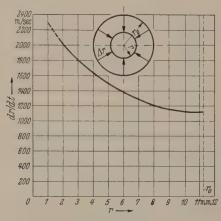


Abb. 9. Geschwindigkeitsverlauf einer nach innen laufenden zylindrischen Stoßwelle.

plötzliche Verdampfung einer dünnen Metallfolie erzeugen. Aus einer photometrischen Dichtebestimmung sowie der aus der Zeitmessung erhaltenen Ge-



Abb. 10. Stoßartig verdampfender Cu-Draht (0,1 mm \varnothing). Zeit zwischen a und b: 2 μ sec.



Abb. 11. Stoßartig verdampfender W-Draht (0,1 mm \oslash). Zeit zwischen a und b: 1 μ sec.

schwindigkeit erhält man somit schon mit einer einzigen Doppelaufnahme nach der obigen Beziehung den Druck in der Stoßfront. Da in der o. a. Arbeit [13] bereits Beispiele von (allerdings Einzel-) Aufnahmen sowie eine quantitative Auswertung gegeben wurden, sei hier auf Einzelheiten verzichtet.

Läßt man eine so erzeugte ebene Stoßwelle gegen irgendein

festes Hindernis anlaufen, so kann man mit Hilfe der Röntgenblitzphotographie die Deformation der Stoßfront sowie den Dichteverlauf hinter der Front verfolgen. Das Verfahren stellt somit eine interessante Ergänzung zur optischen Registrierung im Stoßwellenrohr (vgl. etwa Hertzberg-Kantrowitz [14]) dar. Abb. 8 zeigt als Beispiel die Verhältnis bei der Umströmung eines Zylinders.

Gibt man der verdampfenden Folie die Form ein Hohlzylinders, so laufen konzentrische Stoßwelk nach außen und innen. Einzelaufnahmen dieser A wurden ebenfalls schon in der o. a. Arbeit wiede gegeben ([13], Abb. 9). Das Doppelrohr erlaubt da über hinaus quantitative Aussagen über die Geschwi digkeitszunahme der konzentrisch nach innen laufe den Welle. Abb. 9 gibt eine aus einer größeren Anza von Doppelaufnahmen erhaltene Mittelwertskurdes Geschwindigkeitsverlaufs. Ein quantitativer Ve gleich mit theoretischen Arbeiten [15] stößt allerdin auf Schwierigkeiten, da in die Theorie erstens C_p/c und zweitens die Anfangsbedingungen eingehen. D beim Zusammenschlagen im Mittelpunkt erreich Dichte konnte aus Photometerkurven derartiger Au nahmen ebenfalls bestimmt werden. Es ergab sich f einen Ring von 22,5 mm Ausgangsdurchmesser, de mit einer Energie von 320 Wattsec verdampft wurd eine Dichtesteigerung im Mittelpunkt von $\varrho:\varrho_0=$ Rechnet man hieraus nach der o. a. Stoßwellengle chung den Druck aus, der zu einem Radius der Stol welle von 1 mm gehört, so erhält man P = 95 atr das bedeutet eine Vervierfachung gegenüber der ein fachen Stoßwelle. Direkt im Mittelpunkt wird d Extrapolation der Geschwindigkeit zu ungenau, u. quantitative Aussagen machen zu können (theoretisc gehen sowohl Stoßwellengeschwindigkeit als auc Druck in der Mitte gegen ∞).

Ein anderes interessantes Anwendungsgebiet stel die Beobachtung der Ausbreitung des Metalldampfe bei stoßartiger Verdampfung dünner Drähte un Folien dar. Die Röntgenblitztechnik ermöglicht hie interessante Ergänzungen zu den optischen und elek trischen Untersuchungen von Wrana [16], Anderso [17], EISELT [18] u. a. Das Röntgenbild erlaubt ohr jede Störung durch die Leuchterscheinung zu jeder Zeitpunkt eine Bestimmung der Dichteverteilung de Metalldampfes. Abb. 10 zeigt einen mit 320 Wattse Energie verdampften Cu-Draht von 0,1 mm Ø. Di schon mehrfach beobachtete Erscheinung, daß di Verdampfung nicht gleichmäßig erfolgt, sondern a diskreten Stellen des Drahtes beginnt, äußert sich hie in einer ungleichmäßigen Verteilung des Metalldampfe Zu späteren Zeitpunkten gleichen sich diese Inhome genitäten mehr und mehr aus. Die Geschwindigke der Dampfausbreitung beträgt unter den angeführte Bedingungen 1400 m/sec.

Ein für die theoretische Deutung der Vorgänge be derartigen Drahtexplosionen besonders interessante Bild ist in Abb. 11 wiedergegeben. Es zeigt die Dichte verteilung von Wolframdampf, 5 bzw. 6 µ see nac der Kondensatorentladung (40 kV, 0,4 µF) durch eine 0,1 mm starken W-Draht. Die am äußeren Rande de Dampfwolke sichtbaren Verdichtungswellen offenbar auf folgende Weise zu deuten: wie Wran [16] und Eiselt [18] nachgewiesen haben, tritt unte bestimmten Bedingungen (große Überschußenergi des Kondensators) kurze Zeit nach der Verdampfun eine Stromunterbrechung ein, während der auch da Selbstleuchten aufhört ("Dunkelpause"). dieser Zeit findet eine Expansion des zunächst unte hohem Druck stehenden Metalldampfes statt. Wen die Dichte einen kritischen Wert unterschritten hat

tzt Wiederzündung ein, und es kommt jetzt erst zur Iligen Entladung des Kondensators. Diese Entdung kann in eine gedämpfte Schwingung auslaufen, ren Frequenz durch Kapazität und Selbstinduktion s Kreises gegeben ist. Die oszillatorische Entladung zeugt im Metalldampfbogen Verdichtungswellen, e in dem sich ausbreitenden Dampf nach außen ufen. Diese Wellen sind es, die in Abb. 11 sichtbar macht sind. Zur Aufnahmetechnik sei noch gesagt, ß im Interesse einer hohen Bildschärfe der Draht hr nahe am filmseitigen Ende der Küvette eingeannt war, die Bildtrennung erfolgte in diesem Fall irch eine rohrseitig von der Küvette angebrachte leiblende. Dadurch werden auf beiden Aufnahmen was verschiedene Stellen des Drahtes auf den Film ojiziert. Die Krümmung der Dampfgrenze und der erdichtungswellen rührt daher, daß die Verdampfung der Nähe der Einspannungen langsamer erfolgt. Die öntgenaufnahmen explodierender Drähte stehen mnach in gutem Einklang mit der von Eiselt geebenen Deutung des Vorganges. Wir möchten ledigeh aus unseren Aufnahmen entnehmen, daß die iederzündung nicht genau in der Achse einsetzt, ondern in einem gewissen Radius, d. h. also etwa atlang einer Zylinderfläche, da hier offenbar die ündbedingungen zuerst erreicht werden.

Zusammentassung.

Das beschriebene Doppelrohr erlaubt bei Anodenspannungen von 40 kV die Herstellung von zwei Röntgenblitzaufnahmen mit einem zeitlichen Abstand bis herunter zu 1 μ sec. Die bisherigen Anwendungen betreffen erstens die Vermessung von Dichte und Geschwindigkeit ebener und zylindrischer Stoßwellen in Gasen und zweitens die Ausbreitung des Metalldampfes bei explodierenden Drähten.

Literatur: [1] Steenbeck, M.: Wiss. Veröff. Siemens 17, 363 (1938). — [2] Kingdon, K. H. und H. E. Tanis: Phys. Rev. 53, 128 (1938). — [3] Slack, C. M. und L. F. Ehrke: J. appl. Phys. 12, 112 (1941) — [4] Clark, J. C.: Phys. Rev. 72, 741 (1947). — [5] Slack, C. M. und P. C. Dickson: Proc. Inst. Radio Eng. 35, 600 (1947). — [6] Schaaffs, W.: Z. angew. Phys. 1, 462 (1949). — [7] Breidenbach, H. I.: Rev. Scient. Instr. 20, 899 (1949). — [8] Fünfer, E.: Z. angew. Phys. 2, 25 (1950). — [9] Slack, C. M., L. F. Ehrke, C. T. Zavalles und P. C. Dickson: J. Motion Pict. Eng. 52, 65 (1949). — [10] Schaaffs, W.: Z. Naturforschg. 4a, 463 (1949). — [11] Schaaffs, W.: und F. Trendelenburg: Z. Naturforschg. 3a, 656 (1948). — [12] Schall, R.: Z. angew. Phys. 2, 252 (1949). — [13] Schall, R. und G. Thomer: Z. angew. Phys. 3, 41 (1951). — [14] Hertzeerg, A. und A. Kantrowitz: J. appl. Phys. 21, 874 (1950). — [15] Guderley, G.: Luftfahrtforschung 19, 302 (1942). — [16] Wrana, J.: Arch. Elektrotechn. 33, 656 (1939). — [17] Anderson, J. A.: Astrophys. J. 51, 37 (1920). — [18] Eiselt, B.: Z. f. Phys. 132, 54 (1952).

Dr. Gustav Thomer, Weil am Rhein, Marktplatz 1.

Gitter als Schaltelemente elektrischer Wellen im Raum.

Von GISWALT VON TRENTINI.

(Fabricaciones Militares, Laboratorio Electrónico, Buenos Aires).

Mit 21 Textabbildungen.

(Eingegangen am 8. November 1952.)

Einleitung.

Trifft eine elektromagnetische Welle auf ein Gitter is parallelen Drähten, so wird in den Drähten ein trom induziert und sekundäre Wellen gehen davon ieder aus. Die exakte Berechnung des Energiedurchangs durch ein bzw. mehrere, unbegrenzte ebene rahtgitter durch Überlagerung der primären und der ekundären Wellen ist in verschiedenen Arbeiten ausihrlich behandelt worden [1 bis 7]. Abgesehen von en Verlustwiderständen der Drähte werden Reflexion, bsorption und Durchgang durch die geometrischen bmessungen (Drahtradius, Gitterkonstante, Gitterbstand) bestimmt.

Darüberhinaus besteht nun die Möglichkeit, den im Praht induzierten Strom durch gleichmäßig eingebaute chaltelemente zu beeinflussen und so die Eigenchaften der Gitter in weiten Grenzen zu ändern. Da ir bestimmte Aufgaben sich praktische Verwendungsnöglichkeiten abzeichnen, werden beschaltete und uneschaltete Gitter nachstehend beschrieben, berechnet und sowohl früher erhaltene Versuchsergebnisse im n-Wellenbereich, als auch neuerdings durchgeführte Versuche und Messungen mit em-Wellen mitgeteilt.

I. Wirkungsweise des beschalteten Gitters.

Eine einheitliche Beeinflussung ebener elektrischer Vellen im Raum läßt sich auf verschiedene Weise rreichen, doch muß immer die gesamte Anordnung roß gegen die Wellenlänge sein. Für cm-Wellen deiben die Abmessungen verhältnismäßig klein und

man kann alle möglichen Materialien verwenden und die gewünschten Formstücke herstellen. Für Wellen im dm- und m-Gebiet sind derartige Anordnungen aber

umfangreich und nur beschränkt geeignet.

Eine dafür brauchbare Ausführung ist dagegen das beschaltete Drahtgitter. Es besteht aus zylindrischen Leitern (Drähte, Litzen, Stangen) mit konstantem Radius ϱ , die parallel nebeneinander in gleichen Abständen d (Gitterkonstante) angeordnet sind. Diese Leiter sind in regelmäßigen Abständen a unterbrochen

Abb. 1. Prinzipieller Aufbau eines beschalteten Gitters.

und gleichartige, elektrische Schaltelemente sind daran angeschlossen (Abb. I). Normalerweise sind diese Elemente konzentriert aufgebaut und die Verbindungsstücke aus gut leitenden Drähten hergestellt. Das Gitter gelangt zur vollen Wirkung, wenn die Drähte parallel zum elektrischen Vektor liegen. Soll die Anordnung von der Polarisationsrichtung unabhängig sein, so muß ein zweites, um 90° gedrehtes, Gitter in derselben Ebene hinzugefügt werden. Da eine Rückwirkung auf das erste Gitter praktisch nicht auftritt, genügt die Behandlung des einfachen Gitters.

Fällt eine ebene, linear polarisierte Welle etwa senkrecht auf ein solches Gitter, so ist die Stromver-

teilung längs eines Drahtes nicht konstant. Die davon ausgehenden sekundären Teilwellen setzen sich jedoch bei regelmäßiger und dichter Verteilung der Drahtstücke in einiger Entfernung zu Zylinderwellen zusammen und das Gitter wirkt ebenso wie ein homogenes Drahtgitter mit gleichmäßiger Stromverteilung.

Bei einer unendlich ausgedehnten, ebenen Gitterfläche entsteht in großer Entfernung eine sekundäre Planwelle, wenn die Gitterkonstante kleiner als die Wellenlänge \(\lambda \) ist. Dementsprechend wirkt das Gitter wie eine homogene Fläche mit dem Widerstand 233 (Ohm bezogen auf die Flächeneinheit). Bei einem einfachen Drahtgitter setzt sich dieser Flächenwiderstand aus den Leitungsverlusten und den Selbst- und Gegeninduktivitäten der Drähte zusammen [6], [7]. Ist der Abstand der periodisch eingeschalteten Elemente klein gegen die Wellenlänge, dann liegen ihre Widerstände in Serie zum Drahtwiderstand. Um den der Flächeneinheit zugeordneten Flächenwiderstand zu erhalten, muß lediglich das Längenverhältnis der Gitterkonstanten zum Elementabstand hinzugefügt werden:

$$\mathfrak{W} = \frac{d}{a} \mathfrak{R} + \mathfrak{r} \cdot d + j X_g. \tag{1}$$

Dabei ist $\Re = R + jX$ der Widerstand der eingeschalteten Zweipole, r der Verlustwiderstand des Drahtes pro Längeneinheit und X_g der induktive Blindwiderstand des Drahtgitters.

Der Blindwiderstand des homogenen Drahtgitters, mit dem Drahtradius ϱ sehr klein gegen λ , ergibt sich aus der Arbeit von W. Franz [6] nach einigen Umformungen im praktischen Maßsystem angenähert zu

$$X_g = 120 \pi \frac{d}{\lambda} \left[\ln \frac{d}{2 \pi \varrho} + 0.601 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2 + 0.39 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^4 \right]. \quad (2)$$

Bei kleiner Gitterkonstanten wird dieser eingeprägte Blindwiderstand hauptsächlich von dem logarithmischen Glied bestimmt und der Einfluß des Drahtwiderstandes (mit Skineffekt) r ist bei gut leitenden Materialien gering [2], [3], [7]. Er ist für beschaltete Gitter, gegenüber den Widerständen (Verlusten) der Zweipole, vernachlässigbar.

Damit ist für den senkrechten Einfall der Flächenwiderstand des beschalteten Gitters bei $d < \lambda$, $a < \frac{\lambda}{6}$

und
$$2 \varrho \ll \lambda$$

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{U} + jV = \frac{d}{a} R + j \left(\frac{d}{a} X + X_g \right)$$

$$= \frac{d}{a} R + j \left(\frac{d}{a} X + 120 \pi \frac{d}{\lambda} \right)$$

$$\left[\ln \frac{d}{2 \pi \varrho} + 0,601 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2 + 0,39 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^4 \right],$$
(4)

und durch geeignete Wahl der Zweipole kann jeder gewünschte Widerstand parallel zum Raum geschaltet werden.

Soll das Gitter für beliebige Einfallsrichtungen als homogene Fläche wirken, dann muß $d < \lambda/2$ sein [4], [5] und der Flächenwiderstand wird

$$\mathfrak{B}' = \mathfrak{B} \cdot \cos \beta, \tag{5}$$

wenn β der Einfallswinkel ist [7].

Bei den in der Praxis verwendeten Gitternendlicher Größe werden immer Störungen an den Drahtenden und Beugungen an den Rändern auftreten, doch bleiben diese Einflüsse unbedeutend, solange die A messungen des Gitters groß gegen die Wellenlär sind. Eine angenäherte Beeinflussung ist jedoch sch mit verhältnismäßig kleinen Flächen (etwa $2\lambda \times 2$ möglich, solange der Elementabstand klein ist. I großen Flächen kann ohne wesentliche Beeinträc tigung der Elementabstand a größer als λ/6 gemac und die Zahl der Elemente herabgesetzt werden. die Erregung gleichmäßig längs des Drahtes erfolg ist die Drahtlänge nicht kritisch und prinzipiell m die Wirkungsweise des Gitters bis zu $a=\lambda$ (senkrecht Einfall) bzw. $a = \lambda/2$ (schiefer Einfall) erhalten bleibe Allerdings ist dann die unterschiedliche Stromve teilung entlang des Drahtes zu berücksichtigen u. der Einfluß der Zweipole wird geringer. Bis etw $a=\lambda/3$ bleibt die Wirkung der Schaltelemente v erhalten und wird mit guter Annäherung durch obi Gleichungen beschrieben.

II. Berechnung verschiedener Anordnungen im Rau

Die Ausbreitung einer linear polarisierten, ebend Welle im freien Raum läßt sich mit Hilfe des Begri eines Feldwiderstandes und der Leitungstheorie beschreiben, wenn die auftretenden Grenzflächen ebe und groß gegen die Wellenlänge sind. Diese Reche methode besitzt den Vorteil, einen weitgehend bekannten Formalismus verwenden zu können.

In der Ebene normal zur Fortpflanzungsrichtunder Welle steht der elektrische und der magnetisc Feldvektor senkrecht zueinander und das Verhältr beider stellt den Feldwiderstand dar:

$$\mathfrak{Z} = \mathfrak{G}/\mathfrak{F}.$$

Dieser Widerstandsbegriff kann in den übliche Leitungsgleichungen eingesetzt werden und erlau eine vollständige Berechnung von Reflexion, Absortion und Durchgang der Planwelle an Grenzfläche Allerdings muß dazu der Wellenwiderstand bekansein, der sich aus der Beziehung für die fortschreitene Welle im verlustlosen Medium ergibt:

$$Z_0 = \frac{E}{H} = \text{konst.} = \sqrt{\frac{\mu \cdot \mu_0}{\varepsilon \cdot \varepsilon_0}}$$
.

Für den freien Raum ist die Permeabilität

$$\mu \cdot \mu_0 = 1 \cdot 4 \pi \cdot 10^{-7} \text{ (Henry/m)}$$

und die Dielektrizitätskonstante

$$\varepsilon \cdot \varepsilon_0 = \frac{1}{36 \pi} \cdot 10^{-9} \, (\text{Farad/m}),$$

also der Feldwellenwiderstand:

$$Z_0 = 120 \,\pi$$
.

Entsprechend den Versuchsanordnungen sollen einig Fälle berechnet werden, wobei die ebenen Grenzfläche entweder als Übergang in ein anderes homogenes ur verlustloses Dielektrikum mit der relativen Korstanten ε oder als eine unendlich dünne Fläche m dem Flächenwiderstand $\mathfrak{B} = \mathfrak{U} + jV$ (z. B. beschatetes Gitter) aufgefaßt wird. Außerdem soll die eber Welle immer senkrecht auf die Grenzfläche treffe Andere Einfallswinkel, verlustbehaftete Materialie und sogar andere Wellenformen lassen sich ebenfalmit dieser Rechenmethode behandeln, doch werde die Beziehungen dann unübersichtlich [8].

Die Reflexion der Welle an einer Grenzfläche ist ch den Reflexionsfaktor nach Betrag und Phase eben:

$$\mathfrak{p} = p \cdot e^{-j\psi} = \frac{3 - Z_0}{3 + Z_0}.$$
 (9)

bei ist 3 der Feldwiderstand in der Grenzfläche H Z_0 der Feldwellenwiderstand im ersten Medium

1. Für den Fall des Übergangs der Welle von Luft ein zweites unbegrenztes Dielektrikum ist nach (7)

$$\beta = Z_{\varepsilon} = 120 \,\pi \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} \tag{10}$$

die reflektierte Energie

$$p^2 = \left(\frac{\sqrt{\varepsilon - 1}}{\sqrt{\varepsilon + 1}}\right)^2. \tag{11}$$

in das Dielektrikum eintretende Energie wird mit

$$N = 1 - p^2 = \frac{4\sqrt{\varepsilon}}{(\sqrt{\varepsilon} + 1)^2}.$$
 (12)

dagegen das zweite Dielektrikum begrenzt (Platte), tritt an der hinteren Grenzfläche eine weitere Re-

$$Z_e$$
 Z_o Z_o

Abb. 2. Ersatzbild einer dielektrischen Platte im Raum.

xion auf. Der Feldwiderstand an der vorderen enzfläche wird dann, entsprechend den Leitungsichungen (Abb. 2),

$$\mathfrak{Z} = Z_{\varepsilon} \frac{Z_{0} + jZ_{\varepsilon} \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{2\pi}{\lambda} D\right)}{Z_{\varepsilon} + jZ_{0} \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{2\pi}{\lambda} D\right)}, \tag{13}$$

nn D die Dicke ist.

Zusammen mit (9) und (10) ergibt sich daraus der flexionsfaktor

$$p \cdot e^{-j\psi} = -\frac{j\left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right) \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{2\pi}{\lambda}D\right)}{\frac{2}{\sqrt{\varepsilon}} + j\left(1 + \frac{1}{\varepsilon}\right) \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{2\pi}{\lambda}D\right)}.$$
 (14)

ximale Reflexion ist vorhanden bei

$$D = (2 n - 1) \frac{\lambda}{4 \sqrt{\varepsilon}}, \qquad (15)$$

 $n=1,\ 2,\ 3,\ \ldots,\ \mathrm{und}\ \mathrm{beträgt}$

$$p \cdot e^{-j\psi} = \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon} \,. \tag{16}$$

raus ergibt sich ein Phasenwinkel von 180° und e reflektierte Energie von

$$p^2 = \left(\frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon + 1}\right)^2. \tag{17}$$

r reflexionsfreien Anpassung ist für diesen Fall ein ichenblindwiderstand von

$$V = Z_0 \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon - 1} \tag{18}$$

tig, der im Abstand

$$l = n \frac{\lambda}{2} \pm \frac{90 - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left(\frac{\sqrt{\varepsilon}}{2 (\varepsilon - 1)} \right)}{720} \cdot \lambda \tag{19}$$

vor der dielektrischen Platte anzuordnen ist. Das positive Zeichen ist für einen kapazitiven, das negative Zeichen für einen induktiven Flächenwiderstand

Aus der Gl. (4) ergibt sich damit die benötigte Größe für den in das Gitter einzuschaltenden Blind-

widerstand

$$X = a \cdot 120 \pi \left(\pm \frac{\sqrt{\varepsilon}}{d (\varepsilon - 1)} - \frac{1}{\lambda} \right) \left[\ln \frac{d}{2 \pi \varrho} + 0.601 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2 + 0.39 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^4 \right] \right)$$
(20)

Mit verlustlosem Gitter passiert damit die Welle ohne Energieverlust die Anordnung (Gitter und Platte).

Abb. 3. Ersatzbild einer Widerstandsfläche im Raum.

2. Für den Falleiner, in den Raum gesetzten, Widerstandsfläche mit dem Flächenwiderstand $\mathfrak{W} = U + iV$ ist, wegen dem dahinter liegenden freien Raum, der Feldwiderstand an der Grenzfläche (Abb. 3)

$$\mathfrak{Z} = \frac{Z_0 \cdot \mathfrak{B}}{Z_0 + \mathfrak{B}},\tag{21}$$

und, eingesetzt in Gl. (9), ergibt sich der Reflexionsfaktor

$$p \cdot e^{-j\varphi} = \frac{-1}{1 + \frac{28}{60 \, \pi}}.$$
 (22)

Der Phasenwinkel beträgt damit

$$\dot{\psi} = \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{-V}{U + 60 \,\pi} \tag{23}$$

und die reflektierte Energie ist

$$p^2 = \frac{1}{\left(\frac{U}{60\,\pi} + 1\right)^2 + \left(\frac{V}{60\,\pi}\right)^2}$$
 (24)

Besitzt die Widerstandsfläche z.B. einen Wirkwiderstand U=377 Ohm, V=0, dann wird $\frac{1}{9}$ der auftreffenden Energie reflektiert, 4/9 absorbiert und 4/9 hindurchgelassen.

Wird dagegen hinter der Widerstandsfläche im Abstand l eine Metallplatte angeordnet, dann ergibt sich der Feldwiderstand in der Grenzfläche aus der Parallelschaltung des Flächenwiderstandes mit einer kurzgeschlossenen Leitung vom Wellenwiderstand Z_0 und der Länge l (Abb. 4)

$$\frac{1}{3} = \frac{1}{\mathfrak{B}} + \frac{1}{j \cdot Z_0 \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{2\pi}{\lambda}l\right)} \tag{26}$$

$$3 = 120 \pi \left[\frac{U \cdot 120 \pi \cdot \operatorname{tg}^{2}\left(\frac{2\pi}{\lambda}l\right)}{U^{2} + \left(V + 120 \pi \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{2\pi}{\lambda}l\right)\right)^{2}} + \right.$$

$$+ j\operatorname{tg}\left(\frac{2\pi}{\lambda}l\right) \frac{U^{2} + V^{2} + 120 \pi V \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{2\pi}{\lambda}l\right)}{U^{2} + \left(V + 120 \pi \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{2\pi}{\lambda}l\right)\right)^{2}} \right].$$

$$\left. \right\}$$
(27)

Für einen Abstand $l=(2n-1)\frac{\lambda}{4}$ ist $\mathfrak{J}=\mathfrak{B}$ und im

Falle U=377 Ohm, V=0 wird $3=Z_0=377$ Ohm. Entsprechend der Gl. (9) ist p=0, d. h. die auftreffende Welle wird vollständig absorbiert.

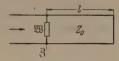


Abb. 4. Ersatzbild einer Widerstandsfläche vor einer Metallwand.

Verwendet man ein Gitter, dann ist der einzuschaltende Wirkwiderstand

$$R = \frac{a}{d} \cdot 377 \,(\Omega) \tag{28}$$

und der Blindwiderstand

$$X = -\frac{a}{d} \cdot X_g \left(\Omega \right). \tag{29}$$

Durch geeignete Wahl des Widerstandsverlaufes des eingefügten Zweipols läßt sich außerdem eine frequenzbreite Absorption erreichen (s. Abschn. V/2).

3. Werden mehrere Flächen mit reinen Blindwiderständen in gleichen Abständen l hintereinander im Raum angeordnet, so entsteht eine Filterkette. Besitzen die inneren Flächen einen Widerstand jV, die äußeren den doppelten Widerstand j2V, so können die Übertragungsgrößen dieses Raumfilters (Abb. 5) mit den bekannten Vierpol- und Leitungsgleichungen berechnet werden [9], [10]. Der Kennwiderstand ist

$$Z_{I} = \frac{Z_{0}}{\sqrt{1 + \left(\frac{Z_{0}}{2 V}\right)^{2} - \frac{Z_{0}}{V} \operatorname{ctg} \Theta}}$$
(30)

mit dem Winkelmaß der Leitungsstücke

$$\Theta = \frac{2\pi}{\lambda}l. \tag{31}$$

Das Übertragungsmaß $\mathfrak{g} = b + j\varphi$ ist

$$\mathfrak{Cof} \ \mathfrak{g} = \cos \Theta + \frac{Z_0}{2V} \sin \Theta \tag{32}$$

und im Durchlaßbereich wird b=0, d.h. der Phasenwinkel pro Glied ist

$$\varphi = \arccos \left[\cos \Theta + \frac{60\pi}{V}\sin \Theta\right].$$
 (33)

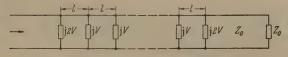


Abb. 5. Ersatzbild einer Filterkette im Raum.

Soll die Anordnung reflexionsfrei an den Raum angepaßt sein, so muß $Z_I = Z_0 = 120\,\pi$ sein und für dämpfungsfreie Gitter ergibt sich aus (30) eine Bestimmungsgleichung für den Abstand l_0 der Gitter bei vollständigem Energiedurchgang

$$l_{\rm 0} = \frac{\lambda}{360} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left(-\frac{V_{\rm 0}}{30 \, \pi} \right) \tag{34}$$

und mit Gl. (4) gilt

$$l_0 = \frac{\lambda}{360} \operatorname{arc} \operatorname{tg}$$

$$\left(-\left(\frac{X\cdot d}{30\,\pi\cdot a}+\frac{4\,d}{\lambda}\left[\ln\frac{d}{2\,\pi\varrho}+0,601\left(\frac{d}{\lambda}\right)^2+0,39\left(\frac{d}{\lambda}\right)^4\right]\right)\right)$$
(35)

Der Phasenwinkel (in Grad) pro Glied wird dafür

$$\varphi_{\mathbf{0}} = 180 \left(1 - \frac{2 \, l_0}{\lambda} \right) \tag{3}$$

und die Phasendifferenz pro Glied gegenüber dem ubeschalteten Raum ist

$$\Delta \varphi = \varphi_0 - \Theta_0 = 180 \left(1 - \frac{4 l_0}{\lambda} \right).$$

Je nach Wahl des eingeschalteten Blindwiderstandes und der Gitterabmessungen (ϱ, d) können die Fläche widerstände induktiv oder kapazitiv sein. Bei indutiven Widerständen ist $l_0 > \lambda/4$ und bei kapazitiv Widerständen ist $l_0 < \lambda/4$. Entsprechend werden of Phasendifferenzen negativ oder positiv und dan nimmt die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Weim beschalteten Raum zu oder ab.

Grundsätzlich kann einer solchen vielfachen Gitte anordnung auch ein künstlicher Brechungsindex z geordnet werden, der dann kleiner oder größer als wird

$$n_k = \frac{\varphi_0}{\Theta_0} = \frac{\lambda}{2 \, l_0} - 1. \tag{6}$$

Je weiter l_0 von $\lambda/4$ abweicht, um so größer wird e Phasendifferenz (bzw. die Brechung) und um kleiner die Bandbreite.

Ein Sonderfall der Filterkette ist die Anordnu zweier gleichartiger Gitter, ebenfalls ohne Verlus und hintereinander liegend. Der reflexionsfreie Durc gang der Welle erfolgt bei dem Gitterabstand

$$l_0' = rac{\hat{\lambda}}{360} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \ \left(-\left(rac{dX}{60 \, \pi \cdot a} + rac{2 \, d}{\hat{\lambda}} \left[\ln rac{d}{2 \, \pi \varrho} + 0.601 \left(rac{d}{\hat{\lambda}}
ight)^2 + 0.39 \left(rac{d}{\hat{\lambda}}
ight)^2
ight)^2
ight)^2
ight)$$

Für den Phasenwinkel und der Phasendifferenz gelt wieder die Beziehungen (36) und (37), wenn statt jetzt l_0' eingesetzt wird.

III. Meßanordnungen und Verfahren.

Die experimentelle Bestimmung der Gittereige schaften läßt sich am besten mit cm-Wellen ausführe da die gesamte Anlage auf beschränktem Raum unte zubringen ist und die Gitterabmessungen noch relat klein bleiben. Gegenüber praktisch verwendbar Gitteranordnungen, wo gewisse Störungen zugelass werden können, müssen diese bei den Meßanordnung weitgehend vermieden werden. Daher ist es einm notwendig, durch entsprechende Aufstellung und gbündelte Antennen Reflexionen aus der Umgebung beseitigen. Und außerdem muß das Gitter eine Brei und Höhe mehrerer Wellenlängen besitzen und auftreffende Welle in der Gitterebene gleichphassein.

1. Energiemessung.

Bei der Messung des Energiedurchgangs ist de Empfangsantenne hinter dem Gitter angeordnet under Empfang wird mit und ohne Gitter verglich (Abb. 6). Wegen der groben Struktur des Gitters se die Empfangsantenne nicht unmittelbar dahinter au gestellt sein, sondern mindestens in der 1. Fresnelzo liegen. Außerdem soll die Bündelung der Empfangantenne den Gitterabmessungen angepaßt sein, dan die Randstrahlen (Beugung an den Gitterrändern un Halterungen) nicht aufgenommen werden.

Da das Gitter senkrecht im Strahlengang steht, sten noch Rückwirkungen durch Mehrfachreflexionen if. Sie können durch eine schwache Neigung des itters und durch gut angepaßte, weit entfernte Annnen vermindert werden, doch liefern nur reflexionssie, mehrfache Gitteranordnungen exakte Ergebnisse.

2. Phasenmessung.

Zur Ermittlung des Gitterwiderstandes muß außer m Betrag auch die Phase der durchgelassenen Welle messen werden. Eine Interferometeranordnung, wie B. A. LENGYEL [11] beschrieben hat, eignet sich gut für und ist in einer etwas abgeänderten Form aufebaut worden.

Aufbau.

Als Sender dient ein unmoduliertes Reflexklystron 23 A/B mit stabilisiertem Netzgerät, das im Frequenzreich von 8400-9600 MHz (3 cm-Band) etwa 25 mW ochfrequenzleistung abgibt. Über ein rechteckiges ohlkabel $(1'' \times \frac{1}{2}'')$, in das verschiedene Elemente zur nergie- und Anpassungsregelung, sowie zur Frenenz- und Welligkeitsmessung, eingesetzt sind, ist der ender mit einer rechteckigen Trichterantenne verunden. Die Sendeantenne hat eine Öffnung von $2 \times 12 \text{ cm}$ und eine Bündelung von 18° bzw. 13.5° Energie-Halbwertsbreite in der horizontalen bzw. ertikalen Ebene).

Die Anordnung und der Strahlengang ist in Abb. 7 chematisch gezeichnet. Die Strahlung der Sendeatenne fällt auf eine, in etwa 50 cm Abstand schief ifgestellte, planparallele Glasplatte ($60 \times 60 \times 0.25$ cm). in Teil der Strahlung wird dort reflektiert und von ner absorbierenden Platte beseitigt. Der andere Teil er Strahlung geht durch die Glasplatte und fällt auf ne etwa 35 cm entfernte plane Reflektorplatte aus luminium $(30 \times 30 \times 0.45 \text{ cm})$. Diese ist dreh- und eigbar auf einem Schlitten montiert, der auf einem rehbankbett exakt verschoben werden kann. Eine likrometeruhr erlaubt die Messung einer Verschiebung es Schlittens mit einer Genauigkeit von ¹/₁₀₀ mm. Die on der Aluminiumplatte reflektierte Strahlung fällt rieder auf die halbdurchlässige Glasplatte und der avon reflektierte Teil gelangt in die etwa 50 cm ntfernte Empfangsantenne. Zur Vermeidung von tückwirkungen und Mehrfachreflexionen ist die Aluiniumplatte gegen die Einfallsrichtung um den Vinkel $(90^{\circ} - \alpha)$ verdreht und der die Glasplatte assierende Strahlungsrest trifft nicht auf die Sendentenne. Eine exakte Justierung der gesamten Anrdnung ist notwendig und reflektierende Gegenstände der Wände dürfen nicht in der Nähe liegen.

Die Empfangsantenne, ein Trichter mit 9×9cm Offnung und 23° bzw. 18° Energie-Halbwertsbreiten, it angepaßt und in das zum Empfänger führende Hohlkabel ist ein regelbarer Dämpfer eingeschaltet. Außerdem wird direkt vom Sender etwa 1% der Energie ausgekoppelt und über ein kurzes Koaxialabel und einen variablen Dämpfer an den Empfänger eführt. Um eine rückwirkungsfreie Überlagerung beider Wellen zu bekommen, besteht der Empfänger us einem Hohlkabelstück, das am einen Ende mit lem Detektor (Siliziumkristall 1N23) und einem Kurzschlußkolben, am anderen Ende mit einem Widertandsstreifen reflexionsfrei abgeschlossen ist. Die Zuführung beider Wellen geschieht durch zwei senkrecht aufeinander stehende Seitenarme (Hohlkabel-

Hybrid). Zur Anzeige des gleichgerichteten Detektorstroms dient ein abgeschirmtes empfindliches Galvanometer $(3.7\times10^{-9}~\mathrm{A/mm~Skt.})$.

Meßmethode.

Die Messung mit dem Interferometer wird besonders einfach, wenn das Meßobjekt nur wenig reflektiert und absorbiert.

Zuerst werden die Energien beider interferierenden Wellen durch die regelbaren Dämpfer gleich groß und,

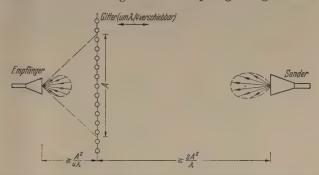


Abb. 6. Schema der Versuchsanordnung zur Messung des Energiedurchgangs.

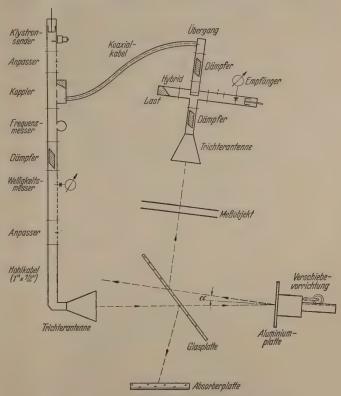


Abb. 7. Schema der Interferometeranordnung mit Strahlengang.

durch eine geeignete Stellung der reflektierenden Platte, gegenphasig eingestellt. Damit löschen sich beide Wellen aus und der Detektorstrom verschwindet. Bringt man das Meßobjekt dann vor den Empfangstrichter in den einen Strahlengang, so ändert sich die Phase und ein Detektorstrom wird angezeigt. Durch eine entsprechende Verschiebung der Reflektorplatte kann der vorhergehende Zustand (oder wenigstens ein Empfangsminimum) wieder eingestellt werden.

Die Phasenänderung durch das Meßobjekt ist

$$\Delta \varphi = \pm \frac{720 \cdot \cos \alpha}{\lambda} \cdot s, \tag{40}$$

wenn s die Verschiebung der Reflektorplatte ist. Das

positive Zeichen gilt für eine Verschiebung in Richtung auf die Glasplatte und das negative Zeichen gilt für die umgekehrte Richtung.

Während der Messung muß für höchste Frequenzkonstanz gesorgt sein. Rückwirkungen durch das Meßobjekt können durch verschiedene Aufstellungen ($\lambda/4$ Unterschied) vor dem Empfangstrichter kontrolliert werden und bei geringen Änderungen ist der Mittelwert zu bilden.

Eine Messung der Reflexion ist mit dieser Anordnung auch möglich, wenn das Meßobjekt an der Stelle der Reflektorplatte gesetzt wird und die Empfangsschwankungen bei Verschiebung ermittelt werden (vgl. Abschn. V/2).

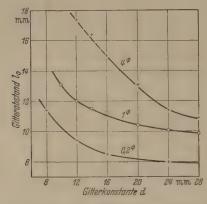


Abb. 8. Abstand zweier Drahtgitter für maximalen Energiedurchgang bei $\lambda=3.22~{\rm cm}.$

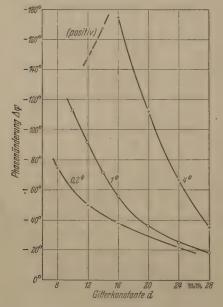


Abb. 9. Phasenänderung zweier Drahtgitter mit den Abständen nach Abb. 8.

IV. Gitteraufbau und Meßergebnisse.

Die Messung der Gittereigenschaften wird normalerweise mit zwei gleichartigen, hintereinander angeordneten Gittern von wenigstens 15×20 cm Seitenlängen vorgenommen. Die Gitterdrähte sind senkrecht zwischen dünnen Messingstäben mit Federn straff gespannt und ihr Abstand (Gitterkonstante d) ist leicht veränderlich. Auf vertikal stehenden Holzleisten können die horizontal liegenden Messingstützen verschoben und damit auch der Gitterabstand (l) variert werden.

Der Gitterabstand wird auf maximalen Energi durchgang eingestellt (l_0) und dann die Phasenändrung ($\Delta \varphi$) im Interferometer bestimmt.

1. Unbeschaltete Gitter.

In den Abb. 8 u. 9 sind die Meßergebnisse je zweie Gitter aus einfachen Drähten mit den Durchmesser $2 \varrho = 0.2$; 1.0; 4.0 mm bei einer Wellenlänge vor $\lambda = 3.22$ cm angegeben. Die Gitter aus dünnen Kupfedrähten $(2 \varrho = 0.2$ mm) geben die geringste Phaser änderung, welche mit abnehmender Gitterkonstante zunimmt. Der Energiedurchgang ist im gesamte Meßbereich nahezu vollständig. Die Gitter aus 1 mm Messingdrähten zeigen den gleichen Verlauf, nur sin die Phasenänderungen größer und der Energiedurchgang nimmt unterhalb d = 8 mm ab.

Bei den Gittern aus 4 mm-Messingstäben un kleinen Gitterkonstanten ist die durchgelassene Energ

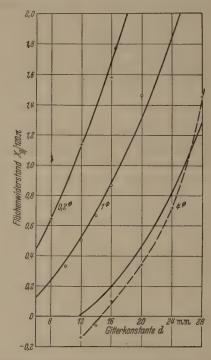


Abb. 10. Berechneter Flächenwiderstand und Meßwerte eines Drahtgitters (2 $\varrho=0.2;~1.0;~4.0~{\rm mm}$) bei $\lambda=3.22~{\rm cm}.$

sehr gering und die Phasenänderung positiv. Erst füd>16 mm wird die Anordnung durchlässig und mizunehmender Gitterkonstanten fällt $\Delta \varphi$ rasch vogroße auf kleine negative Werte ab.

Bei sämtlichen Anordnungen kann der Abstand um Vielfache von $\lambda/2=16,1$ mm vergrößert werder ohne daß sich die Resultate wesentlich ändern. Ur eine gegenseitige Kopplung der Gitter bei kleinen Abständen zu vermeiden, wird normalerweise der Abstan $P=l_0+\lambda/2$ zur Messung verwendet. Auch die Lag der Drähte beider Gitter zueinander (Deckung ode Zwischenraum) ist dann unbedeutend [6].

Mit diesen kleinen Gittern ist eine Durchgangs messung nicht exakt ausführbar und eine Vergleichs messung mit einer großen Gitteranordnung notwendig. (s. Abschn. III/1). Diese besteht aus Kupferdrähtet von $2 \varrho = 0.95$ mm Durchmesser, die in zwei Holz rahmen (60×60 cm) ausgespannt sind. Mit d=11 mr und $P=l_0+\lambda/2=29$ mm ergibt sich ein Energied durchgang von über 99%.

Entsprechend den Beziehungen im Abschn. II/3 men die Meßergebnisse ausgewertet und der Flänwiderstand eines Gitters angegeben werden. Mit l_0 $\Theta_{\scriptscriptstyle 0} = rac{2\,\pi}{\lambda} l_{\scriptscriptstyle 0} \,\, ext{bestimmt und mit} \,\, arDeltaarphi \,\, ext{ist} \,\, arphi_{\scriptscriptstyle 0} = \,\, \Theta_{\scriptscriptstyle 0} + arDeltaarphi \,\,$ tgelegt. Da es sich hier um Außengitter handelt, ist

Flächenwiderstand

$$X_g = 2V = 120 \pi \frac{\sin \Theta_0}{\cos \varphi_0 - \cos \Theta_0} . \tag{41}$$

Abb. 10 sind die so erhaltenen Meßergebnisse eineichnet und zum Vergleich die nach Gl. (2) behneten Gitterwiderstände als Kurven eingetragen. Gitter mit den dünneren Drähten stimmen die Bergebnisse gut mit der Rechnung überein. Gese Abweichungen sind auf Ungenauigkeiten des terabstandes l₀ zurückzuführen. Besonders bei Ben Gitterkonstanten ist die Einstellung von l_0 für ximalen Energiedurchgang unkritisch und Fehler $1 \text{ etwa } \pm 0.5 \text{ mm sind ohne weiteres möglich.}$

W. Franz [6] hat für den Fall zweier Drahtgitter $\lambda/d=1,6$ und $\varrho/d=1/40$ den Abstand für maxilen Energiedurchgang exakt berechnet. Er ergibt $a \text{ zu } P = (2n-1+0,224) \cdot \lambda/4 \text{ und für } \lambda = 3,22 \text{ cm}$ = 1 mm; d = 20 mm) wird mit n = 2: P = 25,95 mm. eses Ergebnis erhält man auch mit der hier entekelten Gl. (39): $P = l_0 + \lambda/2 = 26.0$ mm. Entgegen leren Messungen [12] liefert das Experiment =26,5 mm (Abb. 8), was entsprechend der Meßauigkeit gut mit der Theorie übereinstimmt.

Dagegen weichen die Meßergebnisse der Gitter mit = 4 mm (punktierte Kurve) stärker von dem gehneten Verlauf ab. Dieser Unterschied ist grundzlicher Natur, da die Voraussetzung der Rechnung ≪λ) nicht mehr ganz erfüllt ist. Bei kleinen Gitternstanten wird der Flächenwiderstand kapazitiv und e bessere Beschreibung als eine Parallelinduktivität ein gibt die Hinzunahme zweier Serienkapazitäten Ersatzbild [13]. Wie die Rechnung mit einem chen Vierpol zeigt, vergrößern sich dann auch die ximalen Gitterabstände (l₀) gegenüber den nach (39) berechneten Werten.

Die Messung von drei hintereinander angeordneten ttern aus 1mm-Messingdrähten gibt maximalen Enerdurchgang bei P=28,6 mm (d.h. $l_0=12,5$ mm) und er Gitterkonstanten d=14 mm der beiden Außenter bzw. d=8,3 mm des Innengitters. Die Phasenderung beträgt $2 \varDelta \varphi = -148^\circ$ und ist in guter Überstimmung mit dem Meßergebnis von $\Delta \varphi = -72^{\circ}$ für beiden Außengitter allein (s. Abb. 9). Entspreend der Theorie (Abschn. II/3) muß der Flächenderstand der äußeren Gitter doppelt so groß sein e der des inneren Gitters, was angenähert auch zufft. Außerdem muß der Abstand l_0 bei drei Gittern ößer sein, als bei zwei Gittern. Aus der Gl. (39) fibt sich für zwei Gitter mit X=0 und d=14 mm $l_0=11,2 \text{ mm}$ (gemessen 11,5 mm) und aus der (35) für drei Gitter mit X=0 und d=8,4 mmnen) ein $l_0 = 12 \text{ mm}$ (gemessen 12,5 mm). Die geessenen Werte stimmen demnach befriedigend mit r Rechnung überein.

2. Beschaltete Gitter.

Während bei längeren Wellen die eingeschalteten veipole tatsächlich aus konzentrierten Schalteleenten (Kondensatoren, Spulen usw.) bestehen, haben bei cm-Wellen noch Leitungscharakter.

Eine besonders einfache Bauform besteht aus koaxialen, kurzgeschlossenen Leitungsstücken, die je nach ihrer Länge alle gewünschten kapazitiven oder

induktiven Werte liefern. Bei den hier aufgebauten Gittern sind einseitig offene, 10 mm lange, Messinghülsen auf durchgehenden 1 mm-Messingdrähten gezogen, verlötet und versilbert. Die Abmessungen sind in Abb. 11 eingetragen und es entstehen gewissermaßen 4 mm-Drähte, die periodisch unterbrochen sind und im Innern die Schaltelemente tragen. Durch verschiedene Längen h der Bohrung können die Eigen-

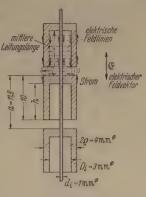


Abb. 11. Mit kurzgeschlossenen, koaxialen Leistungsstücken be-schalteter Gitterdraht.

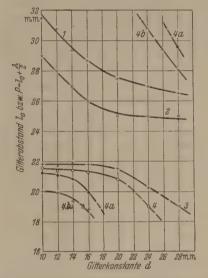


Abb. 12. Abstand zweier beschalteter Gitter für maximalen Energiedurchgang bei $\lambda=3,22$ cm.

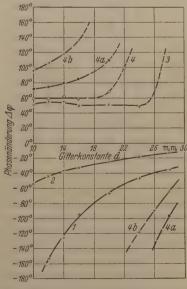


Abb. 13. Phasenänderung zweier beschalteter Gitter mit den Abständen nach Abb. 12.

(1) h=2 mm; a=11.8 mm. (2) h=5 mm; a=11.8 mm. (3) h=7 mm; a=11.8 mm. (4) h=7 mm; a=14 mm. (4a) h=7 mm; a=14 mm; Polystyrenescheibe nach Abb. 14a. (4b) h=7 mm; a=14 mm; Polystyrenescheibe nach Abb. 14b.

schaften der Elemente variiert werden, ohne daß die äußere Form sich ändert. Entsprechend der Feldlinien und der induzierten Leitungsströme ist eine effektive

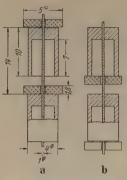


Abb. 14. Beschalteter Gitterdraht mit Polystyrenescheiben in verschiedenen Positionen.

Leitungslänge $h_{eff} = h + \Delta h$ anzusetzen, die etwa der mittleren geometrischen Länge entspricht. Der Blindwiderstand der eingeschalteten Elemente ist damit

$$jX = jZ_0 \cdot \operatorname{tg}\left(rac{2\,\pi}{\lambda}\,h_{eff}
ight),$$
 (42)

weni

$$Z_0 = 60 \ln Di/di = 69 \text{ (Ohm)}$$

der Wellenwiderstand der Koaxial-Leitung ist. In den Abbildungen 12 und 13 sind für

verschiedene Längen h bei $\lambda=3,22\,\mathrm{cm}$ die gemessenen maximalen Abstände $P\!=\!l_0\!+\!\lambda/2$ und die entsprechenden Phasenänderungen $\Delta\varphi$ zweier gleichartiger Gitter als Funktion der Gitterkonstanten d eingezeichnet. Der Energiedurchgang ist im Bereich

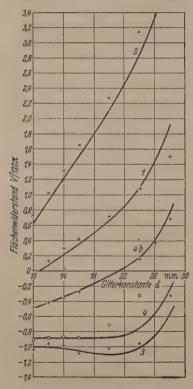


Abb. 15. Berechneter Flächenwiderstand und Meßwerte der beschalteten Gitter bei $\lambda=3,22~{\rm cm}$.

der ausgezogenen Kurven praktisch vollständig, im Bereich der gestrichelten Kurven unvollständig. Die Kurve (1) zeigt den Verlauf für h=2 mm, die Kurve (2) für h=5 mm und die Kurve (3) für h=7 mm.

Die Kurve (4) entspricht den gleichen Elementen mit h=7 mm, jedoch in größeren Abständen a=14 mm aufgelötet. Bei der Kurve (4a) sind außerdem 1,8 mm dicke, geschlitzte Polystyrene-Scheiben in der Position nach Abb. 14a und bei der Kurve (4b) in der Position nach Abb. 14b eingefügt.

Mit zunehmender Länge h der Leitungsstücke treten die Eigenschaften des homogenen Drahtes immer weiter zurück. Für h=5 mm wird die Phasen-

änderung gering und der Energiedurchgang wird v Gitterabstand kaum beeinflußt. Für h=7 mm w die Phasenänderung positiv, d.h. die Gitter wir. kapazitiv. Da die mittlere geometrische Leitungslä etwa 7+2 mm, also größer als $\lambda/4$ ist, ist dieses V halten durchaus gerechtfertigt. Eine Steigerung elektrischen Leitungslänge wird durch Einsetzen Polystyrene-Scheiben am Leitungsende, also etwa Spannungsbauch, erreicht und die Phasenänderu weiter vergrößert. Allerdings ist bei großen Phas änderungen die Einstellung von lo sehr kritisch u geringe Inhomogenitäten der Elemente geben zu flexionen Anlaß. Da außerdem der auf die Fläche zogene Blindwiderstand klein ist, macht sich der V lustwiderstand der Elemente stärker bemerkbar u Energie wird absorbiert (Resonanznähe). Inwiew auch die grobe Gitterstruktur für den starken Energ rückgang in diesen Gebieten maßgebend ist, kann no nicht entschieden werden. Bei Δφ=180° sperren Gitteranordnungen nahezu völlig. Die Auswertung der Ergebnisse geschieht wied

mit Hilfe der Gl. (41) ohne Berücksichtigung der V luste und in der Abb. 15 sind die Meßwerte für der Flächenwiderstand der beschalteten Gitter eingetrage Sie stimmen, zumindest im Durchlaßbereich der Gitt weitgehend mit den eingezeichneten, berechnet Kurven überein. Der gerechte Verlauf ergibt sich in der Beziehung (3), wobei für X_g die für den homogen 4 mm-Draht gemessenen Werte (Abb. 10) eingeset sind und X aus der Gl. (42) mit $\Delta h = 2,15$ mm is stimmt wird. Im Falle der eingesetzten Polystyrer Scheiben wird der Wellenwiderstand im Leitung stück Δh geändert und der Blindwiderstand der Leitung noch transformiert. Die Kurve (4b) in Gabb. 15 ist mit $\varepsilon = 1,8$ (statt mit der Dielektrizitä konstanten von Polystyrene: 2,5) gerechnet, um der

Luftzwischenraum zu berücksichtigen. Auch dies grobe Ersatzbild liefert nahezu den gemessenen V

lauf und zeigt die Variationsmöglichkeiten durch ei gesetzte Scheiben.

Diese können beispielsweise bei der Anordnumehrerer, hintereinander angeordneter Gitter zu exakten Abgleich für maximalen Energiedurchgabenutzt werden. Bei drei Gittern muß das inne Gitter den halben Flächenwiderstand besitzen und ergibt sich bei h=7 mm; a=14 mm; d=14 mm e Abstand der 1,8 mm-Scheiben von 0,5 mm gegenüb den Leitungsenden. Die beiden Außengitter besteh dabei aus Elementen mit h=7 mm; a=11.8 md=14 mm und die Messung gibt die Abstän P=21.7 mm und die Phasenänderung $2 \Delta \varphi = 97^{\circ}$.

Der Flächenwiderstand der Gitter kann also wegehend durch die eingeschalteten Elemente bestimmt und in guter Annäherung durch die Gl. (3) bzw. (beschrieben werden.

V. Anwendungsbeispiele.

1. Anpassungsgitter.

Zur Übertragung der gesamten, auf eine eber Grenzfläche treffende, Energie einer Planwelle wir ein entsprechend bemessenes, verlustloses Gitter von gesetzt (vgl. Abschn. II/1).

Der gemessene Energiedurchgang durch eine Lueit platte (ε =2,59) der Dicke D=4,9 mm beträgt b λ =3,21 cm angenähert 75%. Da die Plattendiche twa eine viertel Wellenlänge ist, kann die reflektier

ergie nach der Gl. (17) berechnet werden und beot 19.6%.

Zur Anpassung muß nach den Gl. (18) u. (19) der ichenblindwiderstand $jV = \pm j382$ (Ohm) und der stand l = 35,0 mm (kapazitiv) bzw. l = 29,4 mm duktiv) sein. Mit einem unbeschalteten 1 mmahtgitter und der Gitterkonstanten d = 14 mm, dem stand l = 29 mm, und ebenso mit einem kapazitiv schalteten Gitter (h = 7 mm; a = 14 mm) und der tterkonstanten d = 12 mm, dem Abstand l = 35 mm, gibt sich ein nahezu vollständiger Energiedurchgang.

Während die Abstände l gut mit der Rechnung ereinstimmen, besitzen die Flächenwiderstände was zu kleine Werte. Die mit der Gl.(20) sich erbende Gitterkonstante ist für das unbeschaltete ter (X=0) beispielsweise d=17 mm. Wegen den rhältnismäßig kleinen Abmessungen der Platte bzw.

IsolierstoffRapsel

-Drahtlitze

20

3

3

3

4

4

A

Abb. 16. Ausschnitt aus dem Absorptionsgitter.

des Gitters $(20 \times 23 \text{ cm})$ sind gewisse Abweichungen der Meßresultate erklärbar.

2. Absorptionsgitter.

Wohl die erste Anordnung beschalteter Gitter wurde vom Verf. während des 2. Weltkrieges im Entwicklungsinstitut für Nachrichtenmittel Konstanz vorgeschlagen, entwickelt und von der I. G. Farbenindustrie in Höchst gebaut.

Die Anordnung diente als absorbierende Verklei-

ng ebener Metallwände im m-Wellen-Bereich (vgl. 11/2). Während bei der ersten Ausführung das 11/2). Während bei der ersten Ausführung das 11/20 hm Widerständen beschaltet 11/21 he seinem Widerstand 11/22 und einer, in Serie dazu 11/23 genden, offenen Koaxial-Leitung zur Kompensation 11/24 Eigeninduktivität und zur Erhöhung des Frequenzreichs.

Ist Z_L der Wellenwiderstand und l_L die elektrische enge der Koaxial-Leitung, dann beträgt der einschaltete Widerstand

$$\Re = R + jX = R - jZ_L \operatorname{etg}\left(\frac{2\pi}{\lambda}l_L\right). \tag{43}$$

Setzt man die Werte: R=340 Ohm, $Z_L=225$ Ohm =20,6 cm, a=d=22 cm, l=36 cm, $2\varrho=0,3$ cm, so ergibt sich mit den Gl. (4), (27), (9) der, in bb.17 eingezeichnete, Verlauf des Reflexionsfak-

Die technische Ausführung bestand aus einer eintig offenen Metallhülse (4,8 mm Innendurchmesser) te einem aufgewickelten Innenleiter (31 Windungen des 0,35 mm-Kupferdrahtes auf Isolierkern 3 mm \varnothing) de einem kleinen Schichtwiderstand von 350 Ohm, de beide wasserdicht in einer Isolierstoffkapsel (Troansuper) eingepreßt waren (Abb. 16). Durch 3 mm-ahtlitzen waren die Kapseln in Abständen von em miteinander zugfest verbunden. Wegen unbecksichtigten Parallelkapazitäten der Schaltelemente albe die Gitterkonstante auf d=26 cm und der andabstand auf l=35 cm abgeändert werden.

Die Messung der Reflexionsminderung wurde mit einer ebenen 3×3 m-Metallwand ausgeführt, die in etwa 20 m Entfernung vom Sender und dem direkt darüber aufgebauten Empfänger angeordnet war. Durch geeignete Abschirmung wurde die direkte Einstrahlung etwas größer bemessen, als die, von der Reflektorwand zurückkommende, Strahlung. Beide Wellen interferierten und gaben Empfangs-Maxima und Minima, wenn die senkrechte Metallwand in

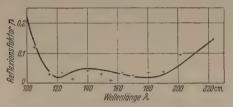


Abb. 17. Berechneter Verlauf der Reflexion und Meßwerte der 3×3 m-Wand mit Absorptionsgitter.

Richtung auf Sender/Empfänger verschoben wurde. Nach Vorsetzen des Gitters verringerten sich die Empfangsschwankungen beträchtlich und aus dem Verhältnis der rückgestrahlten Amplituden mit und ohne Gitter konnte der Reflexionsfaktor angegeben werden. Die gemessenen Werte sind ebenfalls in der Abb. 17 eingezeichnet und zeigen gute Übereinstimmung mit dem berechneten Verlauf. Im Wellenbereich von $\lambda = 115-190$ cm blieb die reflektierte Amplitude (Spannung) unter 5%.

Bei der praktischen Verwendung des Absorptionsgitters zur Verminderung der Reflexion von Schiffen (Tarnung gegen Funkmeß-Geräte) waren die Ergeb-

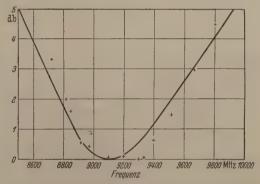


Abb. 18. Berechneter Dämpfungsverlauf zweier Drahtgitter (2 $\varrho=1$ mm) und gemessene Werte.

nisse wegen den gekrümmten, unregelmäßigen Formen und den Beugungen an den Rändern nicht so günstig. Doch gab beispielsweise ein U-Boot, dessen Turm mit einem gekreuzten Gitter umgeben war, nur etwa die halbe Reichweite des Flugzeug-Funkmeßgerätes.

3. Gitterfilter.

Die Verwendung zweier paralleler Drahtgitter als Raumfilter ist bei 1,25 em Wellenlänge von E. A. Lews und J. P. Casev schon versucht worden [14]. Der frequenzabhängige Energiedurchgang einer mehrfachen Gitteranordnung nach Abschn. II/3 kann mit der üblichen Filtertheorie berechnet werden [9]. Für eine symmetrische, verlustlose Filterkette aus n-Gliedern sind im Durchlaßbereich $(g=j\varphi;Z_I \text{ reell})$ die Verluste in Dezibel

$$db = 10 \log \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{Z_I}{Z_0} - \frac{Z_0}{Z_I} \right)^2 \cdot \sin^2 n\varphi \right] \quad (44)$$

und im Sperrbereich ($g=b; Z_I=jX_I$ imaginär)

$$db = 10 \log \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{X_I}{Z_0} + \frac{Z_0}{X_I} \right)^2 \cdot \operatorname{Sin} nb \right]. \tag{45}$$

Zusammen mit den Gl. (4), (30), (32) ergibt sich daraus die Dämpfungskurve, die in Abb. 18 z. B. für zwei Drahtgitter ($2\varrho = 0.95 \text{ mm}$; d = 11 mm; P = 29 mm) abgebildet ist. Die mit einem solchen Doppeldraht-

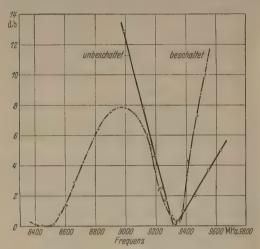


Abb. 19. Gemessener Dämpfungsverlauf dreier Gitter.

gitter (s. Abschn. IV/1) gefundenen Meßwerte sind ebenfalls eingezeichnet. Die 3 db-Breite beträgt etwa 10% und lediglich die Durchlaßfrequenz des Filters ist geringfügig vergrößert. Dies erklärt sich aus einer unexakten Einstellung des Doppelgitters im Strahlengang. Weicht die Einfallsrichtung etwas von der Normalen ab, so verschiebt sich die durchgelassene Frequenz zu höheren Werten.



Abb. 20. Modell einer Gitterlinse.

Die Bandbreite kann durch Gitter mit kleineren Flächenwiderständen herabgesetzt werden. Für eine 3-Gitteranordnung (Außengitter: $2\varrho=1\,\mathrm{mm}$; $d=9\,\mathrm{mm}$; und Innengitter: $2\varrho=4\,\mathrm{mm}$; $d=17\,\mathrm{mm}$) mit $P=28,7\mathrm{mm}$ beträgt die 3 db-Breite etwa 3% und der gemessene Dämpfungsverlauf ist in Abb. 19 (ausgezogene Kurve) abgebildet. Bei einer Frequenz von 8500 MHz beträgt die Dämpfung mehr als 20 db und bei 9320 MHz ist praktisch kein Energieverlust durch die Gitter bemerkbar. Allerdings sind die angegebenen Meßresultate, wegen zu kleinen Gitterabmessungen ($16\times20\,\mathrm{cm}$), nicht genau.

Durch die Hinzunahme geeigneter Schaltelemente können Raumfilter mit den verschiedensten Eigenschaften konstruiert werden. So besitzt beispielsweise eine kombinierte 3-Gitteranordnung (beschalte Außengitter: h=7 mm; a=14 mm; d=13 mm; m Polystyrene-Scheiben nach Abb.14b und unb schaltetes Innengitter: $2\varrho=4$ mm; d=17 mm) m P=18,6 mm im betrachteten Frequenzband den Abb.19 strichpunktiert eingezeichneten Verlauf m zwei Durchlaßbereichen.

4. Polarisationsgitter.

Außerdem kann durch mehrfache, verlustlose Gitt die Polarisationsart einer ebenen Welle im Raum b liebig verändert werden.

Fällt eine linear polarisierte Welle senkrecht av hintereinander angeordnete Gitter, dann ändert sie die Phase der hindurchgehenden Welle mit dem Wilkel, den die Drähte und der elektrische Vektor zu sammen bilden. Bei einem Winkel von 45° wird die parallel zu den Drähten liegende Komponente en sprechend der Gl. (37) in der Phase verschoben, währer die senkrecht zu den Drähten liegende Komponent keine Phasenänderung erfährt. Um beispielsweise ein zirkular polarisierte Welle (Drehfeld) zu erhalten, mu der Phasenunterschied beider Komponenten 90° sein Dies gibt nach der Gl. (37) für zwei kapazitive Gitte $(\Delta \varphi = +90^{\circ})$ einen Abstand

$$P = \frac{\lambda}{8} + n \cdot \frac{\lambda}{2} \tag{4}$$

und für zwei induktive Gitter ($\Delta \varphi = -90^{\circ}$, also un gekehrter Drehsinn) den Abstand

$$P = \frac{3}{8}\lambda + n \cdot \frac{\lambda}{2}.\tag{4}$$

Die Bemessung der Gitter ergibt sich aus der Gl. (3 und für zwei unbeschaltete Drahtgitter (X=0) mu die Bestimmungsgleichung erfüllt sein

$$\frac{2d}{\lambda} \left[\ln \frac{d}{2\pi\varrho} + 0.601 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2 + 0.39 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^4 \right] = 1. \quad (4)$$

Für $2\varrho = 0.95$ mm und $\lambda = 3.22$ cm findet man ein Gitterkonstante d = 11.4 mm und einen Abstan P = 28.3 mm. Diese Werte stimmen angenähert m der Messung überein: Wird im Abstand einiger Weller längen vor einer linear polarisierten Parabolantenr (40 cm Reflektordurchmesser) das große Doppeldrah gitter $(2\varrho = 0.95 \text{ mm}; d = 11 \text{ mm}; P = 29 \text{ mm})$ exalangeordnet, dann ergibt sich eine zirkular polarisiert Welle (Energieverhältnis der Hauptachsen im Hauptstrahl: 98%).

Im m-Wellenbereich wird der Durchmesser de Drähte, für entsprechend aufgebaute Gitter, groß Man kann dann mehr als zwei Gitter verwenden, dere Phasensumme 90° beträgt, oder man schaltet en sprechende Zweipole ein. Die Induktivität einzuschatender Spulen bei zwei Gittern ist beispielsweise

$$L=a\left[rac{\lambda}{d}-2\cdot\lnrac{d}{2\,\piarrho}-1,2\left(rac{d}{\lambda}
ight)^2
ight]\cdot 10^{-9} ext{ (Henry), (49)}$$

wenn sämtliche Größen in em ausgedrückt sind. Mehr fache, beschaltete Gitter haben bei eigneter Wah der Elemente außerdem den Vorteil weniger frequenz abhängig zu sein.

5. Gitterlinsen.

Die Phasenänderung mehrfacher Gitteranord nungen ohne Energieverlust kann auch zum Ba elektromagnetischer Linsen benutzt werden [10]. Eineinfaches Modell einer Gitterlinse für $\lambda=3,21\,\mathrm{cm}$ teht aus vier, versetzt hintereinander angeordneten, pazitiv beschalteten Gittern. Während ihre genten Höhen gleich bleiben (20 cm), nehmen ihre eiten von 21 cm auf 8,4 cm ab, so daß die grob gestufte Umrandungskurve einer Plankonvex-Linse der horizontalen Ebene entsteht (Abb. 20). Die rtpflanzungsgeschwindigkeit der, durch die Linse tenden, Wellen nimmt in geeigneter Weise vom atrum zum Rande zu und es entsteht eine ange-

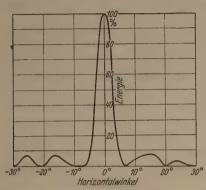


Abb. 21. Strahlungscharakteristik der Gitterlinse.

herte Brennlinie, wo alle Wellen gleichphasig zummentreffen. Der Abstand und die Gitterkonstante für alle Gitter gleich $(l_0=5,6 \text{ mm};\ d=14 \text{ mm})$, hrend zur Anpassung die äußeren Elemente ein 7 mm; a=11,8 mm und die inneren Elemente ein 7 mm; a=14 mm mit Polystyrene-Scheiben (siehe oschn. IV/2) besitzen. Der sich aus der Gl. (38) erbende künstliche Brechungsindex ist $n_k=1,86$ und er Brennweite beträgt etwa 34 cm.

Mit einer, in der Brennlinie angeordneten, rechtkigen Trichterantenne (4×12 cm Öffnung) ergibth die in Abb. 21 dargestellte horizontale Strahngscharakteristik. Die Halbwertsbreite (Energie) trägt 5,4° und die Nebenblätter liegen bei etwa 7%. I die Halbwertsbreite der Trichterantenne allein in r horizontalen Ebene nur 52° ist, hat die Bündelung, d damit auch der Gewinn, stark zugenommen. Es daher anzunehmen, daß eine größere Linse mit elen Gittern und feinerer Abstufung in der horizontalen, wie auch in der vertikalen Ebene gute Ergebnisse liefern wird.

Besonders günstig erscheinen aber Anordnungen, bei denen die Elemente im Gitter nicht gleichartig sind, sondern sich kontinuierlich ändern und die Phasen in entsprechender Weise variieren. Da bei geeigneten Abständen l_0 der verlustlose Energiedurchgang bis zu verhältnismäßig großen Phasenänderungen (Verzögerungen und Beschleunigungen) erhalten bleibt, sind große Linsen mit wenigen Gittern ausführbar.

Während die heute üblichen Linsenformen [15] für cm-Wellen wohl vorzuziehen sind, wird derartigen Gitterlinsen bei längeren Wellen eine praktische Bedeutung zukommen.

Zusammenfassung.

Die Wirkungsweise eines Drahtgitters auf eine elektrische Welle kann als Parallelinduktivität beschrieben werden und durch Hinzunahme periodisch in den Drähten eingesetzter Schaltelemente lassen sich beliebige Parallelwiderstände in den Raum schalten.

Mit einem Interferometer wird bei 3 cm Wellenlänge für mehrere parallele Drahtgitter der Energiedurchgang bestimmt und an einigen einfachen Anordnungen werden die prinzipiellen Verwendungsmöglichkeiten gezeigt.

Literatur. [1] IGNATOWSKY, W. v.: Ann. Phys. 44, 369 (1914). — [2] GANS, R.: Ann. Phys. 61, 447 (1920). — [3] WESSEL, W. v.: Hochfrequenztechnik 54, 62 (1939). — [4] MACFARLANE, G. G.: J. Inst. El. Engrs. III A, 93, 1523 (1946). — [5] HONERJÄGER, R.: Ann. Phys. 4, 25 (1948). — [6] FRANZ, W.: Z. angew. Phys. 1, 416 (1949). — [7] LEWIS E. u. J. CASEY: J. Appl. Phys. 23, 605 (1952). — [8] SCHELKUNOFF, S. A.: Bell. Syst. Techn. Journ. 17, 17 (1938). — [9] Radio Research Lab. Staff Harvard Univ. (S. B. Cohn): Very High-Frequency Techn. Vol. II, Chapter 26, McGraw-Hill Comp. 1947. — [10] TRENTINI, G. v.: Rev. Telegráfica-Electronica 40. 343 (1952). — [11] LENGYEL, B. A.: Proc. IRE 11, 1243 (1949). — [12] ESAU. A., E. AHRENS u. W. KEBBEL: Hochfrequenztechnik 53, 113 (1939). — [13] MIT-Radiation Lab. Series-Vol. 10 (N. MARCUVITZ): Waveguide Handbook, p. 286, McGraw-Hill Comp. 1951. — [14] LEWIS, E. u. J. CASEY: J. Opt. Soc. Am. 41, 360 (1951). — [15] KOCK, W. E.: Bell. Syst. Techn. Journ. 27, 58 (1948).

Dipl.-Phys. GISWALT V. TRENTINI (1790) Rosetti Florida FCCA, Prov. Buenos Aires, Argentinien

Über die Beziehungen zwischen elektrischer und mechanischer Klangerzeugung*. Zur Frage eines Klangfarben-Intervall-Zirkels.

Von RICHARD BIERL, Trossingen.

Mit 6 Textabbildungen.

(Eingegangen am 26. November 1952.)

Nach der Cahill-Orgel der Jahrhundertwende, die Vorläufer des Rundfunks anzusehen ist, wurde vor em in den 20er und anfangs der 30er Jahre intensiv f dem Gebiet der elektrischen Klangerzeugung gebeitet [1] [2]. Obwohl es damals sicher nicht an nialen Ideen gefehlt hat, ist bis heute noch nicht ar erkennbar, welche musikalischen Möglichkeiten

bei den sog. "elektrischen Musikinstrumenten" erstrebt werden. Es mag sein, daß dafür auch die trotz der Weiterentwicklungen der letzten Zeit² bisher nicht genügend befriedigende technische Ausgestaltung dieser

^{*} Auszug aus dem auf dem Deutschen Physikertag Berlin 52 gehaltenen Vortrag.

¹ Hier sind vor allem zu erwähnen Jörg Mager, F. Trautn, Br. Helberger und P. Lertes; auch ein Teil der beiten von O. Vierling gehört hierher.

² Hammond-Solovox (1941), Jenny-Ondioline (1943), Martin-Clavioline (1947). — Verf. hat auf dem Physikertag 1952 ein Instrument vorgeführt, das — komplett einschließlich Lautsprecher und Netzteil in ein akkordeonähnliches Gehäuse eingebaut — gegenüber anderen Typen wesentlich verminderten Aufwand besitzt; bei dieser Ausführung konnten auch die Schwierigkeiten bezüglich Intonation und Konstanz der Stimmung bei gleichzeitig vorhandenen Einrichtungen für Reinstimmung und Vibrato ausreichend überwunden werden.

Instrumente ein wesentlicher Grund ist, sicher wird jedoch auch ihre im allgemeinen kaum selbständige Anwendung die Entwicklung nicht gefördert haben. Bedauerlicherweise wurde ja schon zu Anfang behauptet, daß in diesen neuartigen Instrumenten die Klangwirkungen aller mechanischen Instrumente enthalten wären; die Folge war natürlich, daß an sie nicht nur überspannte und sicher nicht berechtigte Erwartungen geknüpft wurden, sondern daß sie auch mit dem Vorurteil der kulturell unfruchtbaren Imitation behaftet wurden. Einer notwendigen selbständigen Anwendung stand natürlich auch immer das Fehlen eines absolut gültigen Klangfarben-Ordnungs-Systems entgegen, in dem auch die Klangfarben der herkömmlichen Instrumente ihren Platz haben müßten, so daß es auch dem praktischen Musiker eine unmittelbare Beziehung vermittelt.

3

Bekanntlich unterscheidet man elektromechanisch Instrumente, bei denen für die Schwingungserzeugur mechanisch bewegte und elektrische Teile zusamme wirken, und die sog. elektronischen mit Röhrengen ratoren. Außerdem kann die Klangfarbe nach de Aufbau- oder nach dem Abbau-Prinzip gestaltet we den; das erstere benötigt obertonarme, das letztere i allgemeinen obertonreiche Schwingungen. In diese Zusammenhang drängt sich nun ein Vergleich mit de Verhältnissen bei mechanischen Musikinstrumente auf.

Die bisherigen musikalisch-akustischen Unte suchungen des Klanges der (mechanischen) Musil instrumente ermöglichten zunächst eine gewisse Übe sicht über den Obertonaufbau, d.h. das Amplitude verhältnis der Teiltöne [3]. Schon bald zeigte sie

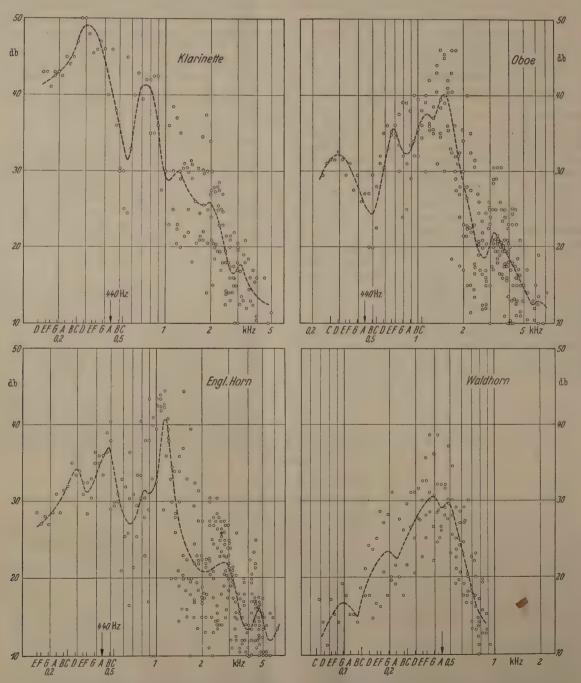


Abb. 1. "Frequenzkurven" einiger Musikinstrumente, gewonnen aus Frequenzanalysen von F. A. Saunders bei verschiedenen gespielten Tonhöhen mittels

Auftragung der Teiltonamplituden über dem zugehörigen Frequenzwert; (gestricheiten Kurven verbinden logarithmische Mittelwerte.

dieses Spektrum nicht zur Charakterisierung auseht und man versuchte diese in den Ausgleichsvorngen¹ zu sehen [4] [5]. Sehr erschwerend war aber ner die Tatsache, daß Spektrum und Ausgleichsgänge keine Konstanten, sondern von der Tonhöhe nängig sind. Möglicherweise liegt nun gerade hierin e weitere Klangqualität, da die Tonhöhenabhängigt des Spektrums gesetzmäßig zu sein scheint, wie vom Verf. in etwas ungewöhnlicher Form ausverteten, sehr umfangreichen Messungen von F. A. UNDERS [6] zeigen (Abb. 1); man sieht, daß trotz es gewissen Streubereichs von ausgeprägten "chateristischen Grenzen" gesprochen werden kann. r für ein bestimmtes Instrument charakteristische angeindruck käme danach erst durch das Spiel von nfolgen (und Nuancierungen) zustande; dabei ergibt h — im Mittel — das Teiltonverhältnis entsprechend zu den Frequenzen der betreffenden Harmonischen nörenden Werten der "Frequenzkurve"², die als eine renze" anzusehen ist. Den Unterschieden der Freenzkurven würde auch die Beobachtung entsprechen, B bei Mehrstimmigkeit eine Erkennung und Trenng der verschiedenen Stimmen nur mit verschienen Instrumenten (Mehrklangfarbenspiel z.B. des chesters im Gegensatz zum Chor) möglich ist. Bei er solchen getrennten Stimmenführung mittels veriedener Klangfarbe liegen dann die wesentlichen ergieanteile in verschiedenen Frequenzbereichen: Frequenzkurven können also auch außerhalb des undtonspielbereichs liegen, da ja bekanntlich die nhöhe nicht durch die Frequenz des tiefsten Teils, sondern durch den Abstand der Harmonischen geben ist. Es möge nicht unerwähnt bleiben, daß Wirkung solcher — technisch schlechter — Maßamen von Musikern als Klangveredelung beurteilt

Demnach — und auch nach den bisherigen Ertrungen mit elektronischen Musikinstrumenten — cheint es berechtigt, für die Klangfarbe gleicherise verantwortlich das Erregungsspektrum und die equenzkurve des nachgeschalteten Übertragungstems anzusehen, die das Erregungsspektrum — arakteristisch begrenzt — färbt und daneben auch Ausgleichsvorgänge beeinflußt.

Π

Die Musiker halten eine Veredelung durch benzte Frequenzkurven so sehr für notwendig, daß den Klang elektronischer Musikinstrumente ohne ehe wirksamen "Klangbildner" — nur mit der snahme von Geräuschkulissen in Hörspielen usw. er von sehr kurzen Einsätzen mit besonderer Wirng — als starr, d.h. "elektrisch" oder als "Lautecherton" und mit den Klängen mechanischer Inumente nicht verschmelzbar ablehnen. Mit wirknen Klangbildnern dagegen kann das Urteil u. U. ten, daß die erzielbaren elektrischen Klänge von chanischen Musikinstrumenten stammen könnten; s aber entspricht insofern nicht den Erwartungen Musiker, weil sie sich von dem Einsatz neuartiger angwirkungen eine Belebung der Kompositions-

strömungen versprechen. Es erhebt sich also die Frage, auf welchem Wege mit einstimmigen¹,,elektronischen Instrumenten" ein kultureller Fortschritt zu erwarten ist, wenn man von geräuschartigen Effekten absieht und den ästhetischen Forderungen einer jahrhundertealten Entwicklung der musikalischen Interpretation (z. B. Klangveredelung durch Schwingungssysteme) Rechnung tragen will².

a) Prinzipieller Aufbau elektronischer Musikinstrumente. Nach Obigem wird ein elektronisches Musikinstrument mit Abbau einer obertonreichen Schwingung, wie Abb.2 zeigt, immer aus einem Schwingungsgenerator, einem Glied regelbarer Verstärkung und einem Klangbildner bestehen, entsprechend den Teilfunktionen Tonhöhe, Amplitude und

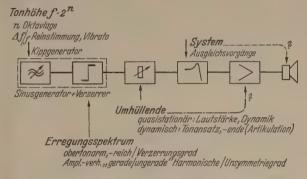


Abb. 2. Blockschema der elektronischen Musikerzeugung und Sitz der charakteristischen Grenzen.

Kurvenform, wobei die Urschwingung mit kompliziertem Erregungsspektrum bereits vom Generator oder hinter ihm durch nichtlineare Verzerrung gewonnen werden kann. Die Lautstärke ergibt sich als zeitlicher Mittelwert der Amplitude; der Verlauf des zeitlichen Augenblickswertes, die "Artikulation" soll wählbar sein und muß — gegenüber der Tonhöhenschaltung ein bestimmtes zeitliches Programm haben: die Verstärkung darf nur eine kürzere Zeit freigegeben sein, als die Tonhöhe geschaltet ist, um ein Hören der Tonhöhenumschalteffekte zu vermeiden. Bezüglich der Tonhöhe werden an elektronische Musikinstrumente wesentlich schärfere Forderungen gestellt als an mechanische: der ganze Spielbereich soll mit einfachen Mitteln um mehrere Oktaven versetzbar sein, um kleine Intervalle für die Reinstimmung (stationär) und das (Vibrato) periodisch transponiert werden können alles ohne gegenseitige Rückwirkung — und dabei soll natürlich die Intonation, d.h. die jeder Tonhöhe zugeordnete Frequenz bis auf einen maximalen Fehler von $\pm 0.2-0.3\%$ erhalten bleiben 3.

b) Vergleich von elektrischen und mechanischen Klangerzeugern. Elektronische Musikinstrumente nach Abb. 2 sind sowohl in ihrem Aufbau als auch bezüglich ihrer Teilfunktionen den mechanischen Klangerzeu-

¹ Vgl. hierzu weiter unten.

² Die "Frequenzkurve" ist wahrscheinlich als mittlere ihüllende aller zu den verschiedenen Abstimmungen geenden wahren Frequenzkurven (z. B. des Strahlungswiderndes) anzusehen.

¹ also auch nicht Mixtur-Effekt mittels Subharmonischer; das Aufbau-Prinzip — etwa ähnlich der Praxis beim Orgelspiel mit Zusammensetzung des Klanges aus den harmonischen Komponenten — ist dem hier in Rede stehenden Abbauprinzip sowohl aus Aufwandsgründen als auch wegen seiner wesentlich geringeren Möglichkeiten unterlegen.

² Im Gegensatz hierzu völlig andere Wege gehen z. B. PIERRE SCHAEFFER mit seiner "musique concrète" oder W. MEYER-EPPLER mit seinen Klangmodellen.

³ Das auf dem Physikertag vorgeführte Instrument enthält einen Generator, der diese Forderungen erfüllt und außerdem weitgehend unabhängig von Betriebsbedingungen ist.

Tabelle 1. Vergleich von mechanischen und elektrischen Klangerzeugern.

| | Tabelle 1. Vergleich von mechanischen und elektrischen Alangerzeugern. | | | | | | | | | | | | |
|--|--|---------------------------------------|--|--|--|------------------------------|---|---|--|-------------------------------|------------------|----------------------|------|
| | Prinzip | mechanisch . | | | | | | elektromechanisch elekt | | | ronisch | | |
| Klangerzeuger Gattung | | Sprache [7] herkömmliche Musikinstrum | | | nente | (elektro) synthetische Musik | | | 834 | | | | |
| | | Kons. | Vokale | Blech- bläser | Holzbläse | er | Streicher | Schwingungs- generatoren | (rotierende Generatoren) | Röhren- Generatoren | Voka | | |
| E | nergiequelle | | Luftstrom — Atem | | | Bogenreibung Arm | Arm Elektrizität | | | 1 | | | |
| uenb u | chwingungs- Crzeugungsort nd frequenz- estimmende | | kopf, Stimm- lippen, | mem- branöse Polster- zungen, | Rohrblatt oder Metallzungen, Lippendruck, | | Körper- oder Luftschallmikro, vgl. herkömml. Instrumente | elektr., magn. oder lichtelektr. Ab tastung von Profil und Spalt | Schwingungskreis Induktivität L Widerstand R | | | | |
| F G | röße | | span- | Lippen- spannung | -stelle | | | Instrumente | relative Geschwin- digkeit | Kapazitä | t C | | |
| Umhüllend | 77-1-231 | | | Luftdruck - | - Atem | | Bogendruck- Strichgeschw. | vgl. herkömml. Instrumente | teilweise vorhanden | Verstärkungs- regelung und | Wec | | |
| | Ummanende | Verschwinden der Energiequelle | | | | | Wechselstrom- Kreisunterbrechg. | | | | | | |
| Kurvenform Erregungsspektrum Auf bau | Un- symmetrie | | > 1 | etwa 1 | 0 Klar. [8] >1 Sax >1 Oboe. Fagott Schalmei | 2 | 1 | | | | von Fall zu Fall | je nach Schaltung | mei: |
| | Impulsart | | exponentieller (re- | | teckiger) Impuls | 9 | Sägezahn | | verschieden evtl. wählbar | | mei Sägeza | | |
| | Verzer- rungsgrad | | >1 | > 1 | > 1 | ? | < 1 | | | > | > . | | |
| best. Größ | | | | Blas- richtung | Strichstelle -art | vorzugsweise Aufbauprinzi | | (Schaltung) | | | | | |
| | | | Nasen-, Rachen-und Mundhöhle + Kessel + Zungenform | | | gekoppelte | elektrische oder elektromechanische Filter | | | | | | |
| Abstrahlung | | verlänge rungsstücke Rohrform | | | Lautsprecher + | | | | | | | | |

gern ähnlich (vgl. Tabelle). Nur in dem Punkt ist ein Unterschied vorhanden, daß bei mechanischen Klangerzeugern in Pausen die Energiequelle verschwindet, während bei den elektronischen der Schwingungskreis stark verstimmt ¹ und die Verstärkung an irgend einer Stelle auf null reduziert wird, wofür das obenerwähnte

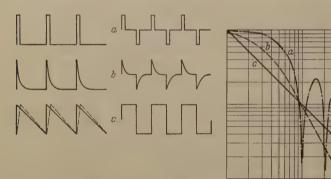


Abb. 3. Idealtypen (a, b, c) von Erregungsspektren — links: unsymmetrische und symmetrische Schwingungskurven, rechts: Randkurven ihrer Spektren.

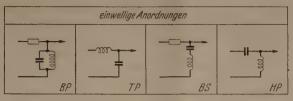
Programm nötig ist. Die Umhüllende und das Erregungsspektrum sind bei mechanischen Klangerzeugern entsprechend dem individuellen Willen des Spielers in teils beachtlich weiten Grenzen wandelbar und ergeben so wesentliche Ausdrucksmöglichkeiten; eine Übertragung dieser Variationsmöglichkeit auf die elektronischen Instrumente dürfte daher sehr zu empfehlen sein.

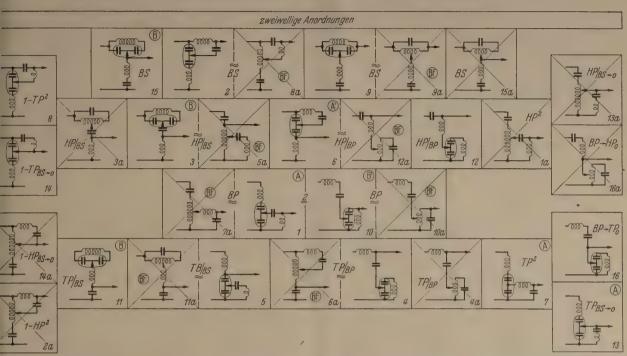
c) Erregungsspektrum und Schwingungssysteme. Einer Forderung nach Variationsmöglichkeit kommt die Tatsache entgegen, daß man bei den elektronischen Musikinstrumenten von vorneherein insofern beweglicher ist, als die Faktoren Erregungsspektrum und Einfluß des Schwingungssystems getrennt und u abhängig voneinander gewählt werden können.

Ähnlich den Verhältnissen bei mechanischen Klan erzeugern kann man von idealisierten Erregungsspe tren, wie sie Abb.3 zeigt, ausgehen, die man nazwei Gesichtspunkten einteilen wird, einmal nach de mittleren Amplitudenverhältnis der geraden zu de ungeraden Harmonischen, also dem Unsymmetriegra (0 entspricht nur ungeraden, ∞ nur geraden, und geraden = ungeraden) und zum anderen nach derenzfrequenz der mittleren Randkurve bzw. auc nach deren Abfallsteilheit (Verzerrungsgrad).

Zunächst mag es naheliegen, als Schwingung systeme einwellige Gebilde — wie Tiefpaß, Hochpa Bandpaß oder Bandsperre aus je einer Drosselspu und einem Kondensator — zu benützen, die den Vo zug der physikalischen Einfachheit und daher Über sichtlichkeit haben. Leider sind mit solchen Gebilde ausreichende Klangfärbungseffekte nicht zu erziele Der nächste Schritt ist daher die Anwendung zwei-Kreise, die immer irgendwie gekoppelt sein werde Abb. 4 veranschaulicht, um wieviel durch diese Ve doppelung des Aufwandes die Variationsmöglichkeite vermehrt werden. Wenn wir die Kreise so dimei sionieren, daß sie zwar gleiche Eigenfrequenz, ab verschiedene Schwingwiderstände haben, ist bei Ve tauschen der Kreise — 1 in Serien-, 2 in Paralle schaltung — bei einem Teil der Anordnungen auße dem verschiedenes Verhalten zu erwarten. Auch spie bei einem Teil der Schaltungen eine Rolle, ob kaps zitive oder induktive Kopplung vorliegt. Schließlic wurde im vorliegenden Fall teils aus technischen Grün den, teils wegen weiterer Variationseffekte die variab Kopplung k nur durch einfachen Spannungsteile abgriff realisiert, so daß in den Fällen mittlerer Kop

¹ aus Frequenzkonstanzgründen zweckmäßig.





b. 4. Schaltungsmöglichkeiten bei ein- (oben) und zweiwelligen (unten) teranordnungen; in den diagonal durchstrichenen Feldern sind die Schalgen mit induktiver Kopplung, von denen diejenigen mit BF bezeichneten in mit Bandfilteranordnungen (transformatorische Kopplung) realisiert

werden können; bei den einwelligen Arordnungen BP und BS sind die reziproken Schaltungen mit Reihenresonanzkreis bzw. Parallelresonanzkreis im Längszweig nicht gezeichnet.

ngsgrades eine unsymmetrische Verstimmung zuande kommt.

Nun ist es aber sehr erfreulich, daß sich die Schalngen trotz aller Verschiedenheiten — ähnlich den nwelligen — als Tief-, Hoch- und Bandpässe sowie andsperren gruppieren lassen. Innerhalb jeder ruppe sind dann — wie Abb.5 an gemessenen 1 urven zeigt — hinsichtlich des genaueren Verlaufs d vor allem des Einflusses des Kopplungsgrades k nige Unterschiede vorhanden.² Die Verluste wurden i den Messungen zunächst nicht variiert, lediglich irch die Wahl der Betriebsbedingungen so klein geacht, als es die Grenze des Aufwandes (Wirkungsad) eben noch zuläßt; nur bei einigen orientierenden essungen wurden zusätzliche Verlustwiderstände zur ontrolle eingeführt. Die Untersuchungen der Filtergenschaften bei unsymmetrischer Verstimmung der reise haben noch zu keinem übersichtlichen Ergebnis führt.

III.

Die Rückführung der Schaltungen mit nur unichtigeren Ausnahmen auf wenige Typen, wie je 4 r TP und HP, die in den einwelligen Fall entarten,

² Ein Teil von diesen Schaltungen läßt sich auch mit ansformatorischer Kopplung (mit kontinuierlicher Variationsöglichkeit) ausführen, die seit den Anfangszeiten des Rundnks als "Bandfilter" bezeichnet werden.

1 bzw. 2 BP und 3 BS verleitet zu einer Orientierung in der Reihenfolge BP — TP/BP — TP — TP/BS — BS—HP/BS—HP—HP/BP zu einem geschlossenen Kreis. Abb. 6 zeigt, daß sich der veränderliche Kopplungsgrad durch Kurvenverbindungen zwischen diesen Punkten darstellen läßt. Für die in einen frequenzunabhängigen Durchgang entartenden Schaltungen gehen diese Kopplungsgradkurven auf den Mittelpunkt des erwähnten Kreises zu; für die gegen null strebenden nach außen; sogar die von der Regel abweichenden Fälle können, wie man sieht, recht vernünftig im Diagramm untergebracht werden.

Eine solche Darstellung könnte Klangfarben-Intervall-Zirkel genannt und ähnlich wie der Quintenzirkel der Harmonielehre angewandt werden. So wie dort die Tonhöhe durch ihn zusammen mit der Oktavlage angegeben wird, wäre — zunächst unter Beschränkung auf die der Praxis nur angenäherten zweiwelligen Fälle — die Klangfarbe durch den Punkt des Zirkels und die Frequenzlage der Filter,,haupt"frequenz definiert; einer Akkordkombination (z. B. Dur oder moll) würde außerdem das Erregungsspektrum entsprechen. Noch nicht berücksichtigt sind dabei Dämpfungswert und Kopplungsgrad; deren Angabe könnte man sich aber in ähnlicher Weise denken wie dort die Angabe der Akkordlage (z.B. Index IV: Quartsextakkord,, weit"). Die praktische Entwicklung wird zeigen, ob evtl. eine Vertauschung in der Darstellung der Parameter zweckmäßiger wäre; immerhin zeigt aber der Vergleich von Klangfarbenintervall- und Quintenzirkel, daß solche Formulierungen in der musikalischen Praxis durch-

¹ Die sehr umfangreichen Messungen und die numerischen echnungen wurden von Herrn cand. phys. Werner Kurfessuchgeführt; dabei konnte durch Abstimmung der Kreise f andere (gleiche) Frequenzen auch ein Überblick über den nfluß der Dämpfung erhalten werden.

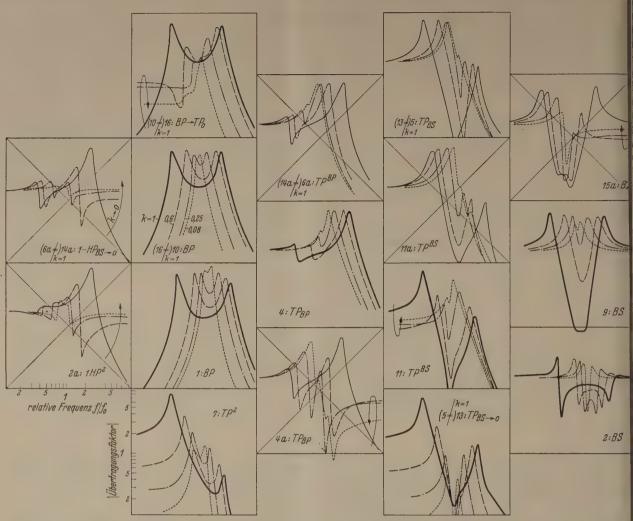


Abb. 5. Gemessene Filterfrequenzkurven von je 1 von 2 analogen Anordnungen der Abb. 4 (die Nummern stimmen überein) bei verschiedenen Kopplungsgraden 1; etwa 0,5; 0,3 und 0,1; die schwächer ausgezogenen sind aus

den ihnen analogen durch frequenzreziproke Transformation ermittelt; d ${\bf Pfeile}$ entsprechen abnehmendem Kopplungsgrad.

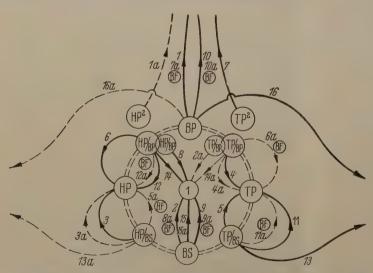


Abb. 6. Entwurf zu einem "Klangfarben-Intervall-Zirkel". Die Nummern an den in Pfeilrichtung abnehmendem Kopplungsgrad entsprechenden Kurven stimmen mit denen der Abb. 4 u. 5 überein. Die ausgezogenen Verbindungskurven gehören zu den Anordnungen mit kapazitiver, die gestrichelten zu denen mit induktiver Kopplung.

aus nicht ungewöhnlich, wegen ihrer absoluten Gültigkeit jedoch zudem noch wertvoll wären.

Eine der nächsten Aufgaben dürfte es nun sein, den Platz der Klänge herkömmlicher (mechanischer) Instrumente in einem solchen Diagramm und die Beifaktoren zu suchen. Schon jetzt ist als wahrscheinlich

anzunehmen, daß Streicher auf der HP-Seit Blechbläser etwa bei BP und Holzbläser a der TP-Seite liegen. Da eine Untersuchur dieser Zusammenhänge mittels Frequen analysen wegen der Nichttrennbarkeit von E regungsspektren und Systemeinfluß schwier sein und erhebliche Arbeit erfordern würd führt der nächste Weg hierzu wahrscheinlig über weitere Versuche an Musikinstrumente mit elektrischer Klangerzeugung. Die A wendung des Klangfarbenzirkels dürfte dar eine Entwicklung des musikalischen Vortrag in Richtung der menschlichen Stimme un Sprache ermöglichen, die in diesem Punl heute noch als Ideal angesehen wird. Dies Erweiterung des musikalischen Vortrage andrerseits könnte - eine ausreichende Be weglichkeit der Klangfarbenschaltung vo ausgesetzt - ein von den Musikern lang gewünschtes neues musikalisches Elemer sein.

Zusammenfassung.

Die Musikinstrumente mit elektrischer Klang erzeugung haben sieh teils wegen ihrer bisher nich befriedigenden technischen Ausgestaltung und tei wegen des Fehlens eines absolut gültigen Klangfarber Ordnungs-Systems nicht recht durchsetzen können. Ei solches Ordnungssystem kann aus den Ergebnissen de

kannten musikalisch-akustischen Untersuchungen ht ohne weiteres abgeleitet werden, wohl aber aus * Beurteilung der Tonhöhenabhängigkeit von Spekn (und Ausgleichsvorgängen). Diese verleitet nämh zu einer Trennung in Erregungsspektrum, das wie Artikulation in Grenzen vom Willen des Spielers abngt, und in die Einflüsse des instrumentgegebenen hwingungssystems auf Erregungsspektrum und Ausichsvorgänge. Unter der vereinfachenden Annahme n nur zweiwelligen Gebilden lassen sich die möglichen haltungsarten mit ihren im wesentlichen Band-, Tief-, ochpaß- und Bandsperre-ähnlichen Frequenzkurven einem Klangfarben-Intervall-Zirkel zusammenfassen r — ähnlich wie der Quintenzirkel der Harmonieire bzw. die gleichstufig temperierte Skala für die nhöhe absolut gültig — sowohl bei elektrischer als ch mechanischer Klangerzeugung angewandt werden

und vermutlich sogar die musikalisch-akustische Erforschung der Klänge mechanischer Instrumente fördern kann.

Literatur: [1] Lertes, P.: Elektrische Musik. Leipzig 1933. — [2] Meyer-Eppler, W.: Elektrische Klangerzeugung, Bonn 1949. — [3] Meyer, E. u. G. Buchmann: Berl. Ber. 1931, Phys. math. Kl. XXXII, 735. — [4] Backhaus, H.: Z. techn. Phys. 13, 31 (1932). — Trendelenburg, F. u. E. Franz: Z. techn. Phys. 16, 513 (1935) und spätere Arbeiten. — [5] Vierling, O.: Z. techn. Phys. 16. 528 (1935) u. F. Sennheiser: Akust. Z. 2, 93 (1937). — [6] Saunders, F.A.: J. acous. Soc. Am. 18, 395 (1946). — [7] Trendelenburg, F. u. W. Trendelenburg, ausführliche Literaturhinweise bei F. Trendelenburg, Akustik. Berlin 1939 und 1950. — [8] Aschoff, V.: Akust. Z. 1, 77 (1936). — [9] Wagner, K. W.: Berl. Ber. 1936, Phys. math. Kl. II; Dudley, H.: J. acous. Soc. Am. 11, 169 (1939).

Dr. rer. nat. RICHARD BIERL Trossingen, Ernst-Hohner-Str. 8.

Berichte.

Kurzzeitmesser, insbesondere für die akustische Echometrie.

Von Hans Heinrich Rust, Hamburg.

Mit 7 Textabbildungen.

(Eingegangen am, 20. Februar 1953.)

Kurzzeitmesser zur Ermittlung von Zeiten bis zu wa 1 msec sind nicht nur für das Gebiet der akustinen Echometrie, sondern auch für sonstige Zwecker Meßtechnik, wie z. B. Peilung mit Drehfunkbaken, estimmung von Kontaktschließung-, Öffnungs- und ellzeiten, von Bedeutung. Im folgenden soll ein berblick über bisher verwendete Verfahren sowie nige technisch interessante Vorschläge gegeben wern, wobei besonders eine Methode, die in einfacher eise die Anwendung mehrerer Tochtergeräte ohne brindrehwellen erlaubt, gewürdigt werden soll.

1. Optische Anzeigeverfahren.

Neben der wenig betriebssicheren und hinsichtlich r Ablesung ungünstigen Kurzzeitmessung mittels nes auf eine mattierte Skala über den Spiegel eines szillographen reflektierten Lichtkleckses [1] wird großem Umfange das Verfahren der Submarine gnal Corp., Boston [2] mit umlaufendem Lichtichen angewandt. Hierbei wird eine Leuchthre, die modulierbar ist oder eine elektromechanisch tätigte Lichtschleuse hinter einer durchsichtigen kala mit konstanter Umlaufgeschwindigkeit gedreht. ei Vorbeilauf am Nullpunkt der Gradeinteilung wird irch einen Nockenschalter der Sendeimpuls auslöst; das Echo läßt die Leuchtröhre über einen erstärker aufleuchten, wodurch der Abstand im asser zwischen Schallgeber und Reflexionsstelle B. Meeresboden) gekennzeichnet wird. Rust [3] t diese Anzeigeart dadurch verbessert, daß er die odulierfähige Lichtquelle gemäß Abb. 1 fest monert und um diese eine Lichtleitung aus Plexiglas leine Extinktion!) laufen läßt, wobei das Licht der nzeigelampe in die Skalenebene umgelenkt wird. iese Methode hat den Vorteil, daß die Stromzuhrung zur Lampe nicht über Schleifringe zu erfolgen t. Touly [4] hat ein ähnliches Prinzip angewandt, s jedoch in der praktischen Auswirkung wesentlich

ungünstiger ist. Er benutzte in gleicher Weise eine axial zur Motorwelle des Kurzzeitmessers fest montierte modulierfähige Lichtquelle und nahm die Umlenkung des Lichtes in die Skalenebene mittels umlaufenden 45°-Spiegels bzw. Prisma vor. Hierbei ergibt sich der große Nachteil, daß das Licht parallaktisch aus dem Spiegel austritt und die Lichtquelle nur dann für den Betrachter sichtbar wird, wenn

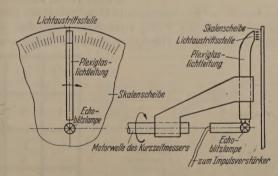


Abb. 1. Kurzzeitmesser mit umlaufender Lichtleitung, die das Licht der feststehenden Blitzlampe zur Echoanzeige in die Skalenebene umlenkt.

Blickvektor und Flächenvektor des Prismas antiparallel sind. Abhilfe dieser Unzulänglichkeit durch Mattieren der Lichtaustrittstelle des Prismas oder der Skala ist unbefriedigend, da hierdurch erheblicher Lichtverlust eintritt und bei Tageslicht mühsame und unsichere Ablesung des Meßwertes die Folge ist. Demgegenüber tritt bei der Rustschen Anordnung das Licht infolge der Eigenart des Lichttransports im Lichtleiter gestreut aus, so daß der gleiche Eindruck entsteht wie bei direkt sichtbarer rotierender Lichtquelle.

Neben diesen Standardverfahren der Kurzzeitmessung sind eine Reihe von Vorschlägen vorhanden, von denen die interessantesten kurz gestreift werden sollen. WINKEL [5] schlägt vor, eine Spirallochscheibe (Nipkowscheibe) mit feststehender Leuchtröhre zu verwenden. Der Hauptnachteil ist hierbei die geringe Ausnutzung des Lichtes der Anzeigelampe

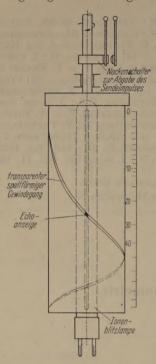


Abb. 2. Kurzzeitmessung mit Hilfe eines rotierenden Hohlzylinders, der einen transparenten Gewindegang trägt. Die im Inneren des Zylinders befindliche, axlal angeordnete feste Leuchtröhre markiert bei Eintreffen des Echos auf der neben dem Zylinder befindlichen Skala die gemessene Tiefe. Das Ausführungsbeispiel weist unterschiedliche Steigung des Gewindeganges auf, wodurch eine oft erwünschte Dehnung der Skala im Bereich kleiner Tiefen erreicht wird.

und geringe Skalenlänge bei großer Raumbeanspruchung des Gerätes. günstiger Etwas scheint die in Abbildung 2 dargestellte Ausführungsform [6], bei der ein transparenter Gewindegang auf einem rotierenden Zylinder von innen durch eine stabförmige modulierbare Lichtquelle beleuchtet wird. Besonders vorteilhaft ist sowohl bei diesem Verfahren wie bei dem von WINCKEL angegebenen, daß in einfacher Weise eine oft erwünschte Nicht-Linearität der Skala (z. B. Dehnung bei kleinen Meßwerten) durch sich ändernde Steigung des axialen oder radialen Gewindeganges vorgenommen werden kann, wie auch aus Abb. 2 ersichtlich. Bei den erwähnten Standardmethoden der umlaufenden Leuchtröhre bzw. Lichtleiter ist die Erzielung derartiger Nicht-Linearität

nicht durchführbar. Eine andere Möglichkeit der Kurzzeitmessung [7], die völlig vom Herkömmlichen abweicht, zeigt Abb. 3. Hierbei werden die Skalenwerte

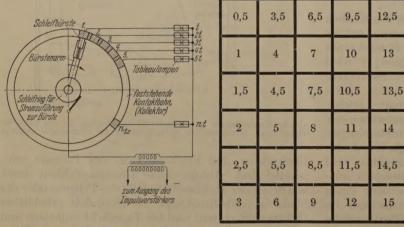


Abb. 3. Messung kurzer Zeiten durch ein Anzeigetableau. Jedem Kontakt eines Wahlschalters ist eine Lampe unter den Tableaufeldern zugeordnet; die umlaufende Kontaktbürste vermittelt der zugehörigen Tableaulampe jeweils den Echoimpuls, wodurch ein Aufleuchten zustande kommt.

tableauartig angeordnet und durch hinter den Tableaufeldern befindliche Lämpchen, die über die Kontakte eines Wahlschalters mit rotierender Bürste geschleift sind, beleuchtet. — Rust [8] hat vorgeschlagen, als Kurzzeitmesser für die Echometrie Braunsche Röhren zu verwenden, wobei zwecks Erzielung der π -fachen Genauigkeit nicht, wie jetzt noch üblich, ein Durch-

messer des Röhrenbodens für die Zeitachse benut wird, sondern ein Kreis. Eine Ausführungsmöglic keit geht aus Abb. 4 hervor. Die Kreiszeichnung e folgt durch rotierenden Magneten; hierdurch wird einfacher Weise 1 die Phasenrichtigkeit zwischen Send impuls und Nullpunkt der Skala gewährleistet. Mitte einer Spule auf dem Magneten kann das Echo durch kurzzeitige Ablenkung des Elektronenstrahles aus der

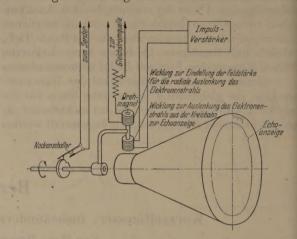


Abb. 4. Braunsche Röhre als Kurzzeitmesser mit auf einer Kreisbahn wegtem Elektronenstrahl; die Kreiszeichnung des Strahles erfolgt durch den Röhrenhals bewegten Magneten, die Auslenkung zur Markierung Echos durch Anderung der Feldstärke des Drehmagneten.

Kreisbahn gekennzeichnet werden. Diese Ablenkur ist auch in noch einfacherer Weise mit primitive Elektronenoptik, die sich außerhalb des Röhrenhals befinden kann, möglich[9]. — Ein nicht auf Rotatic beruhendes, kontinuierlich arbeitendes Verfahre hat Rust [10] angegeben. Hierbei wird ein Plexigla stab an einem Ende fest eingespannt und in Bieg schwingungen, erzwungen oder in Eigenfrequen versetzt. In das fest eingespannte Ende strahlt ein modulierfähige Lichtquelle, die durch das Echo zu Aufleuchten gebracht wird, ein; das periodisc schwingende Ende bewegt sich vor einer gebogene

Linearskala, auf der das aus de schwingenden Lichtleiter austretend Licht die Tiefe markiert.

Bei einer zu dem eingangs e wähnten Verfahren der Submarin Signal Corp. inversen Einrichtung [1] ist die Leuchtröhre fest hinter eine sich drehenden Skala montiert. I durch das Echo nur ein kurzes Au blitzen der Leuchtröhre bewirkt wird ist die Skalenteilung ablesbar, besor ders, wenn die Sendeimpulsfrequer hoch ist, also im Bereich kleiner Tief Die Ablesung macht jedoch Mül und ist ungenau. Die feststehend Skala hat demgegenüber den große Vorteil, daß, ohne sehr genau al lesen zu müssen, eine schnelle Orier tierung über den Meßwert, auch au

größere Entfernung, genau so durch ührbar ist, w dies etwa bei einer Uhr der Fall ist.

¹ Es wäre natürlich die elegante Methode der rein ele trischen Kreiszeichnung möglich; hierbei macht aber d phasenrichtige Auslösung des Sendeimpulses erheblich Schwierigkeiten und es ist ein beträchtlicher technisch-Aufwand hinsichtlich der Konstanthaltung der Umlau geschwindigkeit des Elektronenstrahls erforderlich.

line weitere Möglichkeit der Kurzzeitmessung r Verwendung einer langen Linearskala wurde Rust [11] erprobt. Hierbei läuft gemäß Abb. 5 endloses, perforiertes Band aus dünnem Stahloder Kunststoff hoher Verschleißfestigkeit über gezähnte Rollen, von denen eine mit konstanter enzahl angetrieben wird, wobei deren Welle über Getriebe die Sendeimpuls-Auslösung bewirkt. Auf endlosen Band sind zwei oder mehr Leuchtröhren stigt, die sich von oben nach unten hinter der hsichtigen Skala bewegen. Die jeweils sich hinter Skala befindliche durch das Echo aufblitzende pe kennzeichnet die Tiefe. Das Verfahren aret kontinuierlich, da bei einem Bandumlauf zwei mehr Sendeimpulse ausgelöst werden können; dem eine der beiden Lampen am unteren Endkt der Skaleneinteilung angelangt ist, passiert die ste den oben liegenden Skalennullpunkt.

2. Registrierende Verfahren.

Die beschriebenen optischen Anzeigevorrichtungen en zwar eine schnelle Orientierung zu, erlauben ch nicht eine Extrapolation über den Tiefen-Abstandsverlauf. Hierfür sind schreibende Gebesonders geeignet. Sie weisen noch einen wein bedeutenden Vorteil auf. Bei der praktischen chführung von Echolotungen auf See wird die esung optischer Anzeigevorrichtungen häufig dach erschwert, daß Störanzeigen zustande kommen. Ursache dieser Anzeigen liegt darin begründet, in der Nähe des Unterwasserschallempfängers geräusche, z.B. durch Kavitation an Stoßfugen eteter Schiffsplatten oder bei Überschreiten einer immten Fahrgeschwindigkeit infolge Wirbelabng an der Bordwand, entstehen. Es ist dann oft ver, aus den statistisch verteilten Störanzeigen gültige Echoanzeige herauszulesen.

In diesem Zusammenhang soll noch auf ein Veren der Kurzzeitmessung hingewiesen werden, zunächst hinsichtlich Einfachheit und eleganter mischer Lösung besonders vorteilhaft erscheint und sowohl optisch wie auch schreibend andbar ist. Hierbei wird in der Zeitspanne, die rend der Aussendung des Schallimpulses und Einfen des Echos vergeht, ein Kondensator geladen r entladen. Die Elektrizitätsmenge und damit nnung der konstanten Kapazität ist ein Maß die zu bestimmende Tiefe. Diese bestechend einne Methode der Kurzzeitmessung ist jedoch nur n anwendbar, wenn mit Sicherheit keine Schallrungen zu erwarten sind, wie ohne weiteres einchtet. Während man bei den bisher beschriebenen rzzeitmessern bei Gegenwart von Störungen noch hr oder weniger in der Lage ist, den richtigen ßwert zu ermitteln, ist dies bei der eben angeführten thode völlig unmöglich. Besonders bedenklich hierbei, daß man die Gegenwart von Störungen nicht zu erkennen vermag und auf diese Weise nigstens bei der Anwendung für Navigationsecke — schwerwiegende Fehlmessungen zu Stande nmen können.

Bei Auftreten von Störungen bietet das schreinde Meßgerät besondere Vorteile. Die Echoanzeigen ben einen zusammenbängenden Kurvenzug. Dagen sind die durch Störungen hervorgerufenen rkierungen völlig regellos über die Fläche des Registrierpapiers verteilt und verursachen somit keine Behinderung in der Ablesung der Meßwerte. Diese Tatsache und die Konservierung der Meßergebnisse machen das Registriergerät oft unentbehrlich. Allerdings ist für schnelle, orientierende Ablesungen das optische Anzeigegerät vorteilhafter, sofern nicht allzuviel Schallstörungen vorhanden sind. Ein Registriergerät ist hierfür nicht so gut geeignet, falls mit dem üblichen, geringen Papiervorschub gearbeitet wird.

Oft ist für eine Echolotanlage die Kombination von optischen und registrierenden Anzeigegeräten erwünscht. Hierbei ergeben sich bei den üblichen Verfahren konstruktive Probleme (synchroner und konphaser Lauf zwischen den Anzeigegeräten), deren Lösung oft erheblichen technischen Aufwand erfordert, sofern nicht optisch anzeigendes und schrei-

bendes Gerät räumlich vereint und mechanisch mittels Welle verbunden sind. Bei den bisher verwendeten mit optischem Anzeigegerät kombinierten oder allein verwendeten Schreibgeräten wird das schreibende Organ entweder auf einer Kreisbahn oder mittels Parallelführung über das Schreibpapier bewegt. Für die Registrierung dient Elektrolyse (z. B. feuchtes Jodkaliumstärkepapier),

Wachsschichtpapier oder eine mittels Funkendurchschläge gewonnene Spur auf Papier, dessen Rückseite durch z. B. Graphitieren elektrisch leitend gemacht ist. Das erwähnte Verfahren mittels Messung des Ladezustandes eines Kondensators [12] bietet in diesem Zusammen-

Ionen-blitzlampe

Abb. 5. Kurzzeitmesser mit langer Linearskala (etwa 1 m). Die sich von oben nach unten gleichförmig bewegenden beiden Ionenblitzlampen kennzeichnen hinter einer durchsichtigen Skala die Tiefe. Eine der beiden gezähnten Führungsrollen wird mit konstanter Tourenzahl angetrieben und bewirkt gleichzeitig Auslösung des Sendeimpulses, wenn sich eine der beiden Lampen hinter dem Nullpunkt der Gradeinteilung befindet.

hang keine Schwierigkeiten, da dem elektrischen Zeigermeßgerät ein schreibendes parallel geschaltet werden kann.

Rust [13] hat ein neues, einfaches Verfahren der Kurzzeitmessung angegeben, das die Verwendung mehrerer Tochteranzeigegeräte — sowohl optische wie schreibende — erlaubt. Das Steuergerät, dem die Töchter nachgeschaltet sind, besteht aus einem Motor mit geregelter Tourenzahl, der in bekannter Weise für periodische Kontaktgabe über Nockenschalter zwecks Auslösung der Sendeimpulse sorgt. Gleichzeitig ist auf der Motorwelle ein Arm mit Schleifbürste befestigt, die über die Kontaktbahn eines feststehenden Potentiometers gleitet. Hierdurch wird eine periodisch von Null bis zu einem Maximalwert ansteigende Spannung¹ erzeugt, wobei leicht durch

¹ Anstelle der Erzeugung periodisch sich ändernder Spannungen mit Drehpotentiometer könnte auch an die technisch elegantere Art der elektronischen Erzeugung gedacht werden. Hierbei bereitet jedoch die Herstellung genügender Konstanz und die phasenrichtige Aussendung des Sendeimpulses beträchtlichen technischen Aufwand.

entsprechende elektrische Bemessung des Potentiometers Nicht-Linearität zwischen Drehwinkel und erzeugter Spannung eingerichtet werden kann, was oft bei der Echolotung erwünscht ist. Die Potentio-

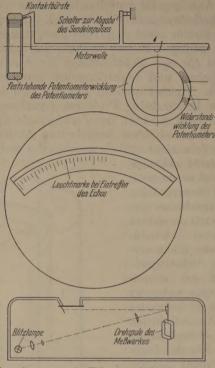


Abb. 6. Kurzzeitmessung mit Hilfe eines Lichtzeigerinstrumentes, dessen Drehspule periodisch hin- und herbewegt wird, wobei die Steuerspannung hierfür einem Drehpotentiometer entstammt. Die Blitzlampe leuchtet bei Eintreffen des Echos auf und kennzeichnet den abzulesenden Wert auf der Skala.

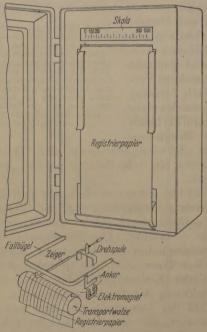


Abb. 7. Fallbügelschreiber für Kurzzeitmessungen. Der Fallbügel wird elektromechanisch bei Eintreffen des Echos betätigt und marklert durch Niederdrücken des Zeigers auf dem Registrierpapier die Tiefe.

meterspannung bewegt ein oder mehrere Drehspulmeßwerke derart, daß ihr Ausschlag eine Funktion der Drehbewegung der Steuerwelle ist. Für optische Anzeigegeräte werden Lichtzeigermeßwerke verwendet, wobei die Beleuchtungslampen durch modulier-

bare Lichtquellen (Ionenblitzlampe) ersetzt werd Bei Eintreffen des Echos leuchtet die Blitzlan kurz auf und markiert auf der Skala des Lichtzeig instrumentes die Laufzeit des Impulses bzw. die Laufzeit entsprechende Wassertiefe. Voraussetzu ist hierbei, daß das Meßwerk mit kleiner und ke stanter Verzögerung der vom Drehpotentiometer gegebenen Spannung folgt, was durch die heute hältlichen Lichtzeigerinstrumente ohne weiteres verwirklichen ist (Einstellzeit < 10⁻² sec). Die Konstder Speisespannung für das Drehpotentiometer von maßgeblichem Einfluß auf die Meßgenauigke es werden deshalb vorteilhafterweise T- oder Kre spulmeßwerke verwendet, um diese lästige Sp. nungsabhängigkeit auszuschließen. Abb. 6 zeigt beschriebene Einrichtung.

Eine Registrierung der Meßwerte kann dadu herbeigeführt werden, daß ein handelsüblicher F. bügelschreiber angewandt und so umgeändert widaß der Fallbügel nicht durch das Registrierwe sondern elektromechanisch durch das Echo betät wird. Abb. 7 gibt die Wirkungsweise unter Verw dung eines Elektromagneten für die Betätigung Fallbügels wieder (wegen der Übersichtlichkeit dargestellt; infolge der bei elektromagnetischen Sysmen vorhandenen induktiven Verzögerung ist elektrodynamischer Antrieb günstiger).

Die beschriebene Kurzzeitmessung gestattet Parallelschaltung von sowohl optischen wie auschreibenden Tochtergeräten in beliebiger Anzahl und beliebiger Stelle, ohne daß komplizierte und stanfällige synchronlaufende und phasenrichtige Fedrehwellen erforderlich sind. Dabei ist von Vort daß einfache, handelsübliche Geräte, die einer nisehr bedeutenden Abänderung bedürfen, verwenwerden können.

Zusammenfassung.

Es wird ein Überblick über gebräuchliche Ku zeitmesser gegeben, sowie einige Vorschläge, die te nisch interessant sind, bisher aber nicht oder nur z Teil verwirklicht wurden, beschrieben. Hierbei s besonders diejenigen Verfahren herausgestellt, denen die Möglichkeit für eine nichtproportion Teilung der Skala besteht, wodurch die oft erwünsch Dehnung eines bestimmten Bereiches zu erzielen Neben den optischen Kurzzeitmessern weisen schreibenden besondere Vorteile dann auf, we akustische Störungen vorhanden sind. Ein eingeh der besprochenes Versahren bietet besondere V teile hinsichtlich Einfachheit, der Möglichkeit nic linearer Skalenteilung, sowie Anwendung mehre Tochtergeräte — sowohl optischer wie schreibender ohne Ferndrehwelle.

Literatur. [1] SLEE, J. A: Journ. Inst. Electric. En 70, 269 (1932). — [2] DRP. 433714 (1924). — [3] RUST, H. DRP. 704 221 (1935). — [4] DRP. 493333 (1927); Hydra Rev. 11, Nr. 2, 46 (1934). — [5] WINKEL, F.: Z. Techn. Pl 20, 244 (1939). — [6] RUST, H. H.: Interner unveröffentlich Forschungsbericht der DEBEG (1936). — [7] RUST, H. H.: terner unveröffentl. Forschungsbericht der DEBEG (1935) [8] RUST, H. H.: DRP. 742 566 (1936). — [9] RUST, H. DRP. 711 261 (1936). — [10] RUST, H. H. Pat. Anm. D 84 VIII b/74 D 6/15 (1941) — [11] RUST, H. H.: Interner, veröffentlichter Forschungsbericht der DEBEG (1937). [12] DRP. 666178 (1930); SCHÜLER, F.: Deutsche Hyggraphische Zeitschr. 4, 52 (1951). — [13] RUST, H. H.: I Anm. D 88 392 VIII b/74 d (1942).

Dr. Hans Heinrich Rust (24a) Hamburg-Wandsbek Lesserstraße 21.